

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

---

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

**Д.О. Еременко, К.А. Кузаков, Н.В. Никитин, С.Ю. Платонов**

**ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 20  
«ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ ВОЗБУЖДЕННОГО  
СОСТОЯНИЯ ЯДРА  $^{181}_{73}\text{Ta}$  МЕТОДОМ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ  
СОВПАДЕНИЙ»**

Учебное пособие

Москва, 2021

УДК 539.1

**Лабораторная работа № 20. Измерение времени жизни возбужденного состояния ядра  $^{181}_{73}\text{Ta}$  методом запаздывающих совпадений.** – М.: Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 2021, 26 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,  
2021 г.  
© Коллектив авторов, 2021 г.

## ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ ВОЗБУЖДЕННОГО СОСТОЯНИЯ ЯДРА $^{181}_{73}\text{Ta}$ МЕТОДОМ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ СОВПАДЕНИЙ

### 1. Введение

Данная лабораторная работа генетически связана с Лабораторной работой №19 «Исследование схемы уровней ядра  $^{181}\text{Ta}$  методом  $\gamma$ - $\gamma$  совпадений». Для более глубокого понимания вопроса студентам рекомендуется дополнительно ознакомиться с описанием Лабораторной работы №19.

Атомные ядра в возбужденных состояниях могут образовываться в результате ядерных реакций,  $\alpha$ -,  $\beta$ - переходов, поглощения  $\gamma$ -квантов или кулоновского возбуждения. Если энергия возбуждения не превышает минимальную энергию связи нуклона,  $\alpha$ -частицы или барьера деления, то процесс де-возбуждения ядра (переход в основное или возбужденные состояния с меньшей энергией) происходит путем излучения  $\gamma$ -кванта. Возбужденное ядро может также передать избыток своей энергии непосредственно одному из электронов атомной оболочки (внутренняя конверсия), а также паре электрон - позитрон, если энергия перехода  $\Delta E > 1,02 \text{ МэВ}$ .

В данной задаче нестабильные ядра  $^{181}\text{Hf}$  (читается: гафний-181) с периодом полураспада 47 суток в результате  $\beta$ -распада превращаются в возбужденные ядра  $^{181}\text{Ta}$  (читается: тантал-181). Возбуждение ядер  $^{181}\text{Ta}$  снимается путем испускания  $\gamma$ -квантов или электронов внутренней конверсии. Для каждого возбужденного ядра  $^{181}\text{Ta}$  регистрация  $\beta$ -электрона служит сигналом рождения ядра, а регистрация  $\gamma$ -кванта – сигналом снятия возбуждения. Разность этих времен – это продолжительность жизни одного конкретного ядра. Строя распределение по продолжительности жизни ансамбля возбужденных ядер  $^{181}\text{Ta}$  и аппроксимируя это распределение формулой радиоактивного распада, можно найти время жизни возбужденного ядра  $^{181}\text{Ta}$ .

**Целью настоящей лабораторной работы** является измерение времени жизни возбужденного ядра  $^{181}\text{Ta}$  методом запаздывающих совпадений между актами излучения  $\beta$ -электрона и  $\gamma$ -кванта, изучение статистических и систематических погрешностей данного измерения.

### 2. Характеристики $\gamma$ -излучения и правила отбора

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

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  $\gamma$ -излучении связаны с выполнением законов сохранения момента количества движения и четности (пространственной четности). Величина  $L$  и проекция  $L_z$  при переходе ядра из состояния с моментом (спином)  $I_i$  в состояние с моментом (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 (спинов) начального и конечного состояний ядра на выбранную ось квантования  $z$ .

В некоторых моделях предполагается, что гамма-кванты разной 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  $\pi_i$  и  $\pi_f$  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). Если  $\Delta\pi = -1$ , то это соответствует переходам с изменением четности. В ряде случаев радиационный переход между состояниями с моментами (спинами)  $I_i$  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  $EL + M(L + 1)$ .

*Время жизни* ядра в возбужденном состоянии  $\tau = 1/\lambda$  определяется вероятностью двух процессов: радиационного (с испусканием  $\gamma$ -квантов) и безрадиационного. В соответствии с этим постоянная распада возбужденного уровня  $\lambda$  будет суммой всех парциальных постоянных распада  $\lambda_i$ :

$$\lambda = \sum \lambda_i. \quad (5)$$

Время жизни состояния связано с энергетической шириной уровня  $\Gamma$  (согласно соотношениям неопределенности):

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

Очевидно, что время жизни  $\tau$ , период полураспада  $T_{1/2}$  и постоянная распада  $\lambda$  связаны соотношениями:

$$\tau = T_{1/2} / \ln 2 = 1 / \lambda. \quad (7)$$

Вероятность излучения  $\gamma$ -кванта не зависит от способа образования возбужденного состояния, а зависит только от характеристик ядерных состояний, между которыми происходит переход. Для расчета теоретических значений вероятности  $\gamma$ -переходов необходимо знание ядерных волновых функций. Используя различные модели ядра, можно получить теоретические оценки  $T_{1/2}$  [3].

Для расчета теоретических значений вероятности  $\gamma$ -переходов необходимо задаться конкретной *моделью ядра*. Вероятность перехода  $\lambda$  в единицу времени из начального состояния, характеризующегося волновой функцией  $|i\rangle$ , в конечное состояние  $\langle f|$  пропорциональна квадрату *матричного элемента перехода*

$$\lambda \sim |\langle f | \hat{M}(\sigma L) | i \rangle|^2, \quad (8)$$

где  $\hat{M}$  – оператор мультипольного момента, электрического ( $EL$ ) или магнитного ( $ML$ ).

Величина матричного элемента перехода очень чувствительна к виду волновых функций. Поэтому сравнение теоретических и экспериментальных значений  $T_{1/2}$  позволяет получать важную информацию о структуре ядра. В частности, сравнение экспериментальных значений  $T_{1/2}$  с рассчитанными в предположении об одночастичной природе исследуемых ядерных состояний может служить указанием на природу возбужденных уровней. Так, «ускорение»  $E2$  перехода по сравнению с одночастичным (т.е.  $T_{1/2 \text{ эксп}} \ll T_{1/2 \text{ одноч}}$ ) свидетельствует о коллективном характере возбуждения состояния (например, ротационном). В то же время «заторможенность»  $M1$  перехода (т.е.  $T_{1/2 \text{ эксп}} \gg T_{1/2 \text{ одноч}}$ ) характерна для одночастичных и квазичастичных состояний.

В зависимости от характеристик ядерных состояний вероятности радиационных переходов между ними могут оказаться весьма различными. Соответственно этому диапазон времен жизни возбужденных состояний ядер простирается от крайне малых величин, порядка  $10^{-17} - 10^{-18}$  с, до нескольких тысяч лет. Долгоживущие возбужденные ядерные состояния носят названия *метастабильных*.

С существованием метастабильных ядерных состояний связано явление *изомерии*. Ядерные изомеры – это различные состояния одного и того же ядра, различающиеся энергией возбуждения и квантовыми характеристиками. Условием возникновения ядерной изомерии является существование вблизи основного состояния ядра возбужденного ядерного уровня, сильно отличающегося от основного по величине момента количества движения  $\Delta I \geq 4$ . Гамма-переход между такими уровнями затруднен, поэтому соответствующие времена жизни могут достигать нескольких часов, дней и даже лет (см. рис. 1).

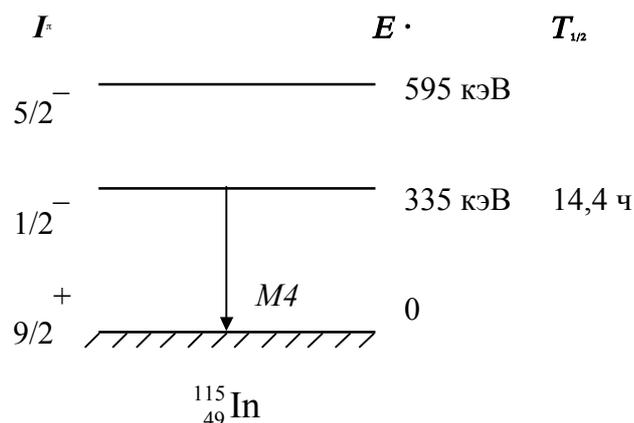


Рис. 1. Схема нижних уровней ядра  $^{115}_{49}\text{In}$ .

Переход между первым возбужденным состоянием с  $I_i^{\pi_i} = 1/2^-$  и основным  $I_i^{\pi_i} = 1/2^+$ , сопровождается испусканием излучения M4. Период полураспада первого возбужденного состояния равен 14,4 ч.

Ядра-изомеры сосредоточены в определенных областях  $Z$  (или  $N$ ), образуя «острова» изомерии при значениях чисел протонов или нейтронов, близких к магическим [4].

В ряде случаев малая вероятность испускания  $\gamma$ -квантов объясняется более сложными структурными особенностями состояний ядра, между которыми происходит переход (разное строение ядра в изомерном и нижележащем состоянии).

У некоторых изотопов трансурановых элементов U, Pu, Am, Cm и Bk есть возбужденные состояния с энергией примерно равной 2–3 МэВ, которые распадаются путем спонтанного деления ядер. Этот вид изомерии объясняется различием формы ядер в изомерном и основном состоянии и называется *делительной изомерией* (или *изомерией формы*).

### **3. Экспериментальные методы измерения времени жизни возбужденных ядерных состояний.**

Широкий диапазон времен жизни возбужденных состояний атомных ядер требует для их изучения применения разнообразных экспериментальных методик. Существующие методы определения времени жизни могут быть разделены на две группы: *прямые методы* измерения времени жизни возбужденных ядер и *косвенные*, основанные на измерении вероятностей различных процессов, приводящих к возбуждению ядра.

К первой группе относятся:

- а) непосредственное измерение спада активности излучения со временем ( $T_{1/2} > 1$  с);
  - б) методы, основанные на наблюдении распада возбужденных состояний в ядрах отдачи ( $T_{1/2} \sim 10^{-7} \div 10^{-14}$  с) (доплеровские методы);
  - в) метод запаздывающих совпадений ( $T_{1/2} \sim 10^{-4} \div 10^{-11}$  с);
  - г) метод, основанный на эффекте «теней» ( $T_{1/2} \sim 10^{-14} \div 10^{-19}$  с)
- и др.

Во вторую группу входят:

- а) метод резонансной флуоресценции  $\gamma$ -квантов (резонансное поглощение и рассеяние) ( $T_{1/2} \sim 10^{-7} \div 10^{-17}$  с);
- б) метод возбуждения ядер кулоновским полем тяжелых заряженных частиц ( $T_{1/2} \sim 10^{-8} \div 10^{-13}$  с);
- в) метод возбуждения ядер кулоновским полем быстрых электронов ( $T_{1/2} \sim 10^{-10} \div 10^{-14}$  с).

**Метод запаздывающих совпадений** [3–7] охватывает весьма широкий диапазон ( $T_{1/2} \sim 10^{-4} \div 10^{-11}$  с) и является прямым и универсальным; он имеет много вариантов реализации. Однако, общим во всех вариантах является измерение временной задержки между двумя последовательными актами излучения, из которых первый соответствует моменту образования возбужденного состояния (например,  $\beta$ -частица – электрон или позитрон), а второй – моменту его распада (например,  $\gamma$ -квант).

**В данной задаче определяется время жизни метастабильного состояния с энергией 615 кэВ  $^{181}_{73}\text{Ga}$  (рис. 2) методом запаздывающих совпадений.**

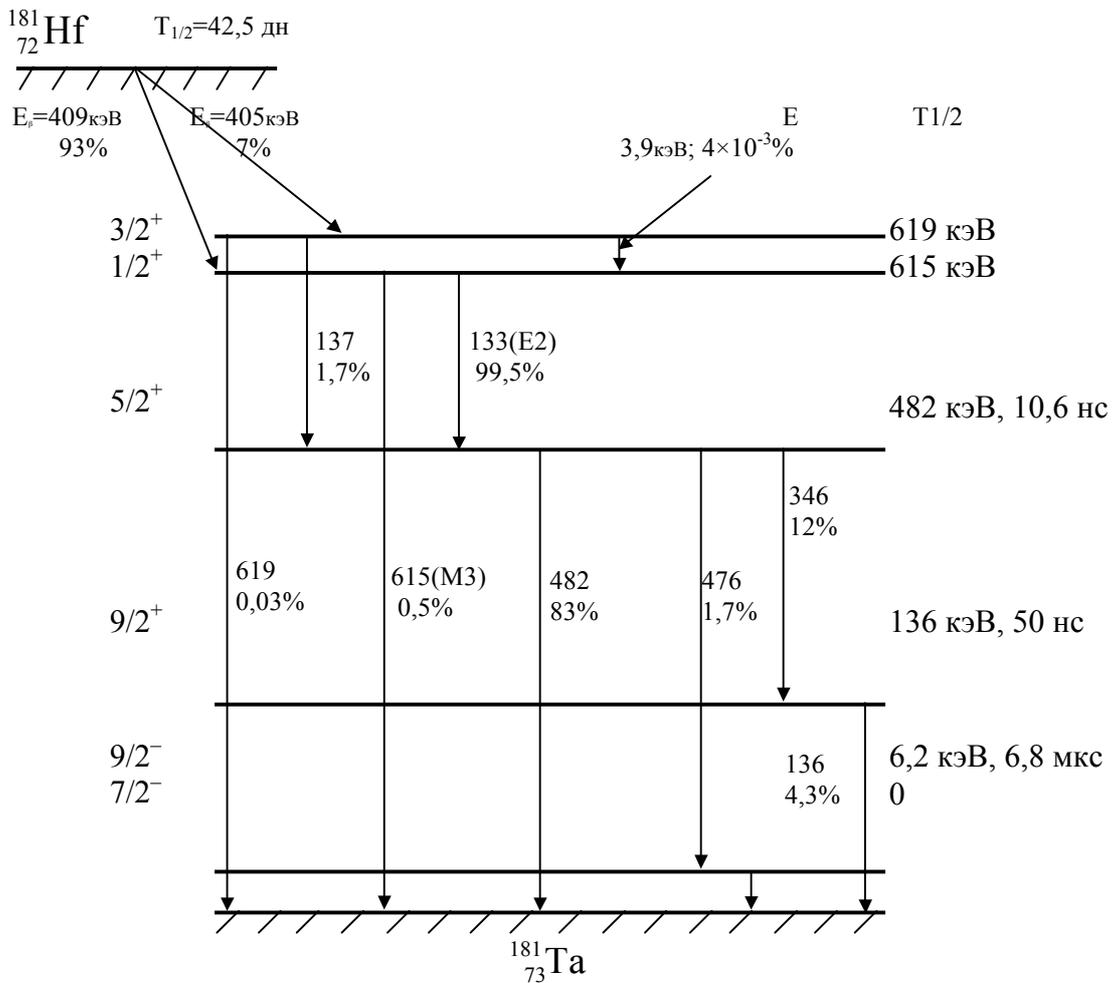


Рис. 2. Схема распада  $^{181}_{72}\text{Hf}$  (приведены только основные  $\gamma$ -переходы).

#### 4. Метод запаздывающих совпадений

Прежде чем описать метод запаздывающих совпадений напомним основные моменты общей схемы метода совпадений или, имея в виду более общий подход – метод измерения временных интервалов.

В дальнейшем ограничимся рассмотрением только двойных совпадений. В этом случае нужны два детектора и *схема совпадений* (СС) – устройство, имеющее два входа и один выход (рис. 3). 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  $\tau_p$ , называемой *разрешающим временем*. Другими словами, если два входных импульса

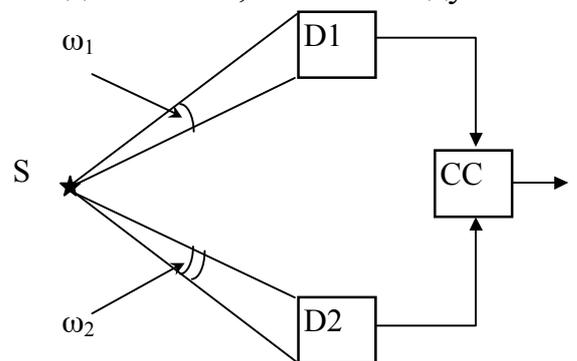


Рис. 3. Схема установки двойных совпадений: S – радиоактивный источник, D1 и D2 – детекторы, СС – схема совпадений.

приходят с временным сдвигом, меньшим  $\tau_p$ , 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  $\gamma$ -кванта) не является величиной постоянной, а испытывает статистические флуктуации. Следо-

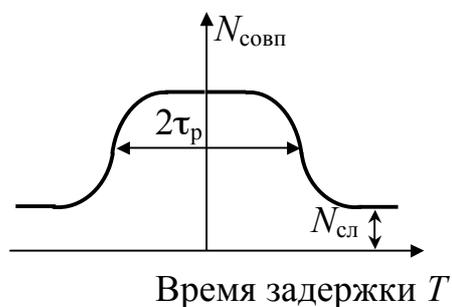


Рис. 4. Зависимость числа совпадений от величины задержки.

вательно, если разрешающее время схемы совпадений будет меньше, чем эти временные флуктуации, то часть событий, совпадающих во времени, не будет зарегистрирована как *совпадающие*. Важно также иметь в виду, что времена прохождения сигналов по спектрометрическим трактам на входы СС могут быть различными из-за расхождения временных параметров этих трактов. Для компенсации этой разницы 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  $\tau_p$ , то на выходе

СС не будет сигналов, соответствующих одновременным импульсам. В этом случае на выходе СС будут лишь сигналы от импульсов случайно попавших в интервал  $\tau_p$  (рис. 4).

Получим некоторые соотношения, важные при регистрации совпадений для случая, когда радиоактивный источник содержит ядра, распадающиеся с испусканием лишь двух частиц при каждом распаде. Если детектор  $D_1$  (рис. 3) регистрирует с эффективностью  $\varepsilon_1$  излучение 1, испускаемое в телесном угле  $\omega_1$ , а детектор  $D_2$  регистрирует с эффективностью  $\varepsilon_2$  излучение 2 в телесном угле  $\omega_2$ , то числа частиц  $N_1$  и  $N_2$ , зарегистрированные детекторами  $D_1$  и  $D_2$ , будут соответственно равны:

$$\left. \begin{aligned} N_1 &= N_0 \omega_1 \varepsilon_1 \\ N_2 &= N_0 \omega_2 \varepsilon_2 \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

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

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

$$N_{1,2} = N_0 \omega_1 \varepsilon_1 \omega_2 \varepsilon_2. \quad (10)$$

Это соотношение имеет простой смысл. Совпадение – сложное событие, вероятность которого есть произведение вероятностей двух событий: регистрации  $\gamma$ -кванта детектором  $D_1$  – ( $\omega_1 \varepsilon_1$ ) и регистрации  $\gamma$ -кванта детектором

$D_2 - (\omega_2 \varepsilon_2)$ . Вероятность *случайного* попадания двух импульсов в интервале  $\tau_p$  может быть найдена из соотношения:

$$N_{сл} = 2\tau_p N_1 N_2. \quad (11)$$

В эксперименте всегда измеряется полное число совпадений

$$N_{полн} = N_{1,2} + N_{сл}. \quad (12)$$

Для уменьшения погрешности измерения числа истинных совпадений  $N_{1,2}$  желательно, чтобы доля  $N_{сл}$  в  $N_{полн}$  была не очень велика. Используя формулы (10) и (11), найдем отношение числа истинных совпадений к числу случайных:

$$\frac{N_{1,2}}{N_{сл}} = \frac{N_0 \omega_1 \omega_2 \varepsilon_1 \varepsilon_2}{2\tau_p N_0^2 \omega_1 \varepsilon_1 \omega_2 \varepsilon_2} = \frac{1}{2\tau_p N_0}. \quad (13)$$

Отсюда видно, что для благоприятного случая – малая доля случайных совпадений, желательно малое разрешающее время -  $\tau_p$ . Из формулы (13) также видно, что активность препарата  $N_0$  ограничена сверху (соотношение  $N_{ист.}/N_{сл.}$  ухудшается при увеличении  $N_0$ ).

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 различные ядерные реакции. Например, часто изучаются совпадения электронов  $\beta$ -распада и  $\gamma$ -квантов ( $\beta$ - $\gamma$ -совпадения), электронов внутренней конверсии и  $\gamma$ -квантов ( $e$ - $\gamma$ -совпадения), тяжелых заряженных частиц и  $\gamma$ -квантов (например,  $\alpha$ - $\gamma$ -совпадения), двух  $\gamma$ -квантов ( $\gamma$ - $\gamma$ -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  $\beta$ - $\gamma$ -совпадений широко применяется для выделения из всего спектра электронов парциальных  $\beta$ -спектров. Каждый парциальный спектр соответствует  $\beta$ -распаду на какой-либо уровень дочернего ядра, который затем высвечивается чаще всего с испусканием  $\gamma$ -квантов. Поэтому, измеряя спектры совпадений с  $\gamma$ -квантами, можно выделить парциальные  $\beta$ -спектры.

Например, (см. рис. 5),  $\gamma$ -кванты, испускаемые при распаде уровня с энергией  $E_3$ , дадут совпадения только с электронами парциального  $\beta$ -спектра,

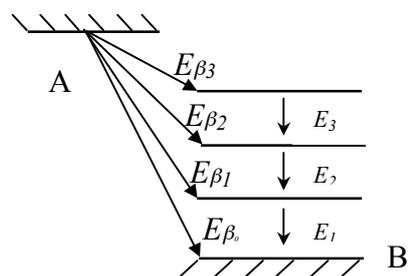


Рис. 5.  $\beta$ -распад ядра **A** в ядро **B** с несколькими парциальными  $\beta$ -спектрами.

имеющего верхнюю границу  $E_\beta$ , но не с другими электронами. Электроны  $\beta$ -распада в основное состояние вообще не дают совпадений с  $\gamma$ -квантами.

Рассмотрим теперь подробнее *метод запаздывающих совпадений* для измерения времени жизни ядра, образующегося после  $\beta$ -распада.

Пусть мы имеем схему распада, в которой  $\beta$ -распад ядра **A** приводит к заселению возбужденного состояния **B\*** ядра **B**. Данное возбужденное состояние распадается по радиационному каналу (т.е. с испусканием  $\gamma$ -квантов) в основное со средним временем жизни  $\tau$ , которое мы хотим измерить. Зависимость числа регистрируемых совпадений  $N_{\text{совп.}}$  от  $t$ , имеет вид  $\sim \exp(-t/\tau)$ . При этом применение метода не представляет сложности до тех пор, пока разрешающее время может быть сделано много меньшим измеряемого среднего времени жизни.

Важную роль играет корректный учет случайных совпадений. Очевидно, что при временах  $t$ , много больших времени жизни, будут регистрироваться только случайные совпадения. На этом основан один из методов учета случайных совпадений

В современных установках вместо схем совпадения и линий задержки

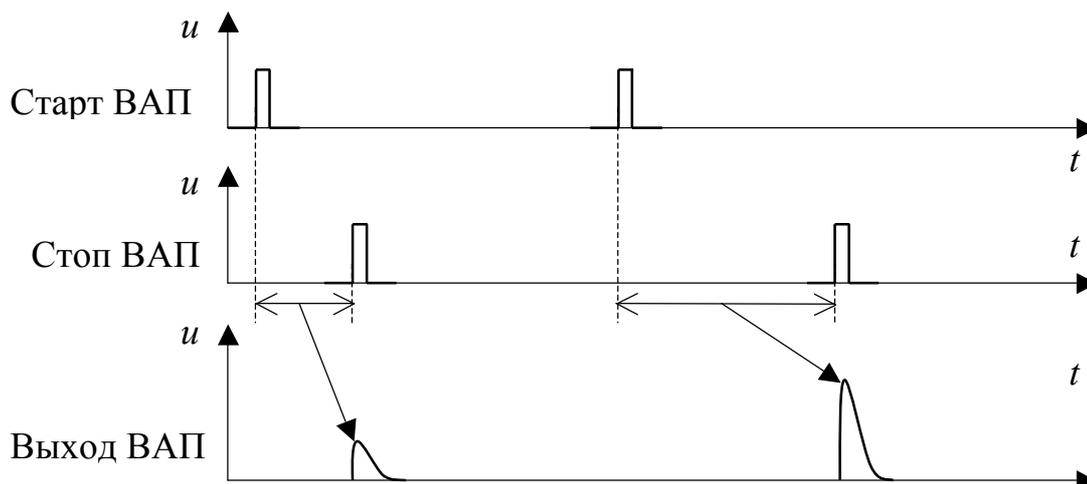


Рис 6. Сигналы на входах и выходах ВАП

применяют многоканальные системы с преобразователем временных интервалов в амплитуду (ВАП). С помощью такого устройства осуществляется преобразование интервала между моментами регистрации ( $\beta$ - $\gamma$ )-событий в импульсы напряжения, амплитуды которых пропорциональны длительности этих интервалов (рис. 6). С выхода преобразователя импульсы поступают на вход многоканального амплитудного анализатора [9] (вспомнить принцип многоканального амплитудного анализа можно обратившись к ПРИЛОЖЕНИЮ в конце описания этой задачи). Таким образом, амплитудное распределение импульсов отражает временное распределение всех импульсов совпадений.

Примерный вид такого распределения приведен на рисунке 7. Экспоненциальный спад определяется распадом промежуточного состояния. Горизонтальный участок распределения обусловлен фоном случайных совпаде-

ний, не зависящим от величины интервала, т.е. от номера канала. На интервале времени  $\{n_A, n_B\}$  имеются и случайные и истинные совпадения. Совпадения вне этого интервала – только случайные.

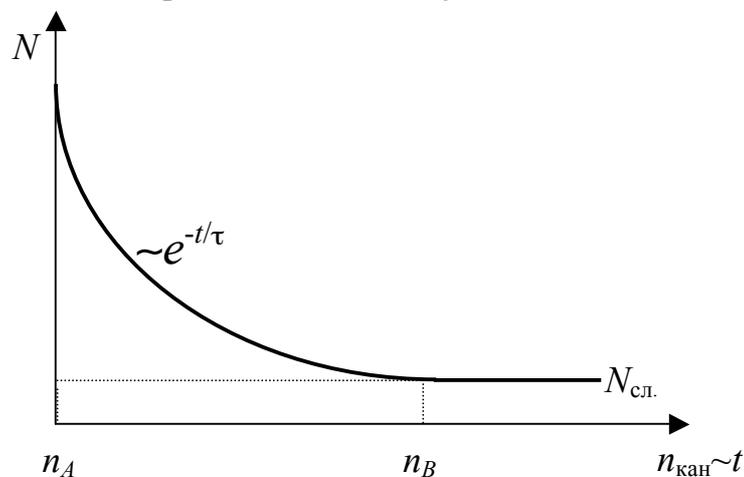


Рис. 7. Временное распределение запаздывающих совпадений.

## 5. Описание установки

### 5.1. Технические средства

Функциональная схема измерительной установки представлена на рис. 8. На этой схеме стрелками показано направление передачи сигналов (от выхода одного электронного блока к входу следующего). *Источник*  $\beta$ - $\gamma$ -излучений, расположенный между  $\beta$ -детектором и  $\gamma$ -детектором, высажен на подложку из оргстекла и закрыт тонким слоем клея. Для регулировки загрузок регистрирующих трактов предусмотрена возможность изменения расстояния от детекторов до источника. Детектором электронов служит пластиковый сцинтиллятор с фотоэлектронным умножителем ФЭУ-35. Толщина пластика для детектирования  $\beta$ -частиц выбрана так, чтобы в нем укладывалась их максимальная длина пробега, а эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов была как можно меньше. Входное окно  $\beta$ -детектора имеет эффективную толщину, вызывающую малые потери энергии электронов. Гамма-кванты регистрируются сцинтиллятором из NaI(Tl) с ФЭУ-13.

Регистрируется распределение интервалов времени между последовательными событиями: вылет  $\beta$ -частиц, который соответствует моменту *заселения* исследуемого состояния, и вылет сопутствующих им  $\gamma$ -квантов, который соответствует моменту *распада* этого состояния. В данной работе используется метод преобразования интервалов времени в амплитуду с последующим амплитудным многоканальным анализом [9]. Импульсы  $\beta$ -тракта поступают на вход «Старт», а импульсы  $\gamma$ -тракта – на вход «Стоп» *время-амплитудного преобразователя* (ВАП); амплитуда электрических импульсов

на выходе ВАП пропорциональна интервалу времени между сигналами «Старт» и «Стоп» (см. рис. 6).

Поскольку в амплитудном распределении импульсов в  $\beta$ - и  $\gamma$ -трактах имеется большое число сигналов, заведомо не участвующих в образовании изучаемого распределения запаздывающих совпадений, тракты содержат *амплитудные дискриминаторы*, с помощью которых можно отфильтровать «полезные» импульсы. На вход 1-го дискриминатора поступают импульсы от  $\beta$ -детектора, а на вход 2-го – импульсы от  $\gamma$ -детектора. Амплитуды импульсов на входах дискриминаторов определяются соответствующим энергетическим распределением, а также функцией отклика детекторов и усилительной аппаратуры. На выходах амплитудных дискриминаторов возникают стандартные импульсы в том случае, если входная амплитуда превышает заранее установленный порог (стандартные – это импульсы прямоугольной формы одинаковой амплитуды и длительности). Эти стандартные импульсы поступают на входы «Старт» и «Стоп» время-амплитудного преобразователя.

Пороги дискриминаторов выбираются по результатам оценки амплитудных распределений в спектрометрических трактах. При регистрации этих распределений сигналы с выходов усилителей подаются непосредственно на основной (измерительный) вход *амплитудно-цифрового преобразователя* (АЦП). С помощью дискриминатора можно управлять работой АЦП (по входу «Управление АЦП») таким образом, чтобы в амплитудном распределении регистрировались только те импульсы, которые имеют амплитуду выше порога дискриминатора. Это позволяет по амплитудному распределению (наблюдая его по гистограмме на экране монитора) подобрать необходимый порог дискриминации. Для согласования электрических параметров выходных сигналов дискриминаторов с требованиями входа «Управление АЦП» используется *формирователь сигналов управления* (ФСУ).

Для *градуировки* спектрометра по времени (получение соответствия время-канал) имеется *синтезатор «точных» интервалов времени* (СТИ) с кварцевой синхронизацией. Он вырабатывает последовательно четыре пары электрических импульсов «Старт» и «Стоп»; интервалы времени между импульсами каждой пары равны: **20, 40, 60 и 80 микросекунд** ( $\pm 10^{-3}$  мкс)

На рисунках 8÷12 показаны схемы соединений блоков в различных режимах измерений; при этом «**жирной**» линией показано обязательное в данном режиме соединение, а «висячие» стрелки обозначают разомкнутые связи (отсоединенные кабели). Необходимая коммутация кабелей выполняется в ходе выполнения данной лабораторной работы вручную. Аппаратура выполнена в стандарте САМАС, причём активным является только блок ВАП, который управляется ручным контроллером. Усилители спектрометрических трактов  $U_{\beta}$  и  $U_{\gamma}$ , а также формирователь сигналов управления ФСУ находятся в блоке усиления и формирования УФ.

## 5.2. Программные средства

Работа спектрометра обеспечивается компьютерной программой NPZ20P. Эта программа позволяет управлять накоплением экспериментальных данных (многоканальный амплитудный анализ), выполнять их графическое и числовое представление, а также статистическую обработку. Управление программой осуществляется с помощью пиктограмм (экранных клавиш) и мыши. Большая часть информации, необходимой для управления работой программы, отображена на экране или очевидна по контексту. На экране монитора исходные данные и результаты их математической обработки представлены на трех страницах: «Исходные данные», «Аппроксимация распределений» и «Градуировка». Переключение между этими страницами происходит по щелчку на соответствующей закладке.

На странице «Исходные данные» имеются две гистограммы. Верхняя гистограмма отображает содержимое памяти АЦП. В процессе набора данных (после команды «Пуск») это содержимое периодически (1 раз в секунду) передается в компьютер, и гистограмма обновляется. АЦП имеет собственное запоминающее устройство, поэтому накопление данных в нем может происходить независимо от состояния программы NPZ20P. Набор данных прекращается по команде «Стоп» или по истечении заданного времени.

Нижняя гистограмма служит для визуального анализа исходных данных и выделения участка распределения (группы каналов), подлежащего математической обработке. Такое выделение выполняется с помощью гистограммных маркеров – двух вертикальных линий в поле гистограммы (красной и зеленой), которые можно устанавливать с точностью в один канал. Выделенным считается участок гистограммы между красным и зеленым маркерами.

**Статистическая обработка данных** возможна в трех вариантах: два – применительно к спектрометрии регистрируемых  $\gamma$ - и  $\beta$ -излучений и третий – применительно к распределениям временных интервалов. Переключение между вариантами выполняется с помощью трех альтернативных «радиокнопок».

Два первых варианта – «Синглет» и «Дублет» – позволяют аппроксимировать пики гауссовой формы на линейном «фоне» (пьедестале) в окрестности пиков. При этом для одиночного пика используется модель, которая имеет вид:

$$Y(p) = A_1 + A_2 p + A_3 e^{-\frac{(p-p_m)^2}{2\sigma^2}},$$

где  $p$  – амплитуда зарегистрированных импульсов (положение точки на непрерывной оси каналов);

$p_m$  – положение максимума пика;

$\sigma$  – величина, связанная с полной шириной пика на половине высоты (FWHM) соотношением:  $FWHM = 2.355 \times \sigma$ ;  
 $A_1, A_2$  – параметры, определяющие «фон» в окрестности пика;  
 $A_3$  – параметр, определяющий высоту пика.

Для дублета добавляется еще один экспоненциальный компонент.

В окне статистической обработки голубые точки отображают выделенный маркерами участок исходных данных. Серая тонкая линия проведена по нулевым приближениям параметров аппроксимирующей кривой. Их можно уточнять, если аппроксимация не получилась: указать другие начальные положения максимумов пиков (красная и зеленая точки) или изменить нулевое приближение FWHM.

По команде **«Аппроксимация»** для каждого пика вычисляются следующие параметры:

*pos* – положение максимума пика;

FWHM – ширина пика на половине высоты;

*Sum* – площадь пика за вычетом линейного фона в окрестности пика;

*E* – энергия (при наличии предварительной градуировки);

*R* – разрешение (FWHM в энергетических единицах);

*R%* – относительное разрешение (в процентах).

Численные значения этих параметров выводятся на экран (в отсутствие градуировки *E*, *R* и *R%* не выводятся). Кроме того, изображаются результирующая кривая (синяя) и гауссианы пиков за вычетом фона (для дублета красная и зеленая).

Для ввода значения энергии для градуировки нужно вписать в окошко соответствующего цвета это значение и щелкнуть **«Ввод энергии»**. Сама градуировка выполняется при входе в окно **«Градуировка»**. Градуировочная линия представляется функцией  $E = G_0 + G_1 \times p$ , где  $G_0$  и  $G_1$  – константы. Следовательно, градуировка может быть выполнена не менее чем по двум точкам.

Математическая обработка **распределения временных интервалов** (активна радиокнопка **«Время жизни»**) описана ниже. По основной гистограмме временного распределения (**«Исходные данные»**) указываются *границы*, в пределах которых это распределение будет обработано и выполняется переход к *режиму обработки временного распределения* (**«Аппроксимация»**). В окне статистической обработки голубые точки также отображают выделенный маркерами участок исходных данных. Серая линия отображает средний уровень числа случайных совпадений. Он вычисляется как среднее арифметическое числа отсчетов в каналах между отмеченными точками на гистограмме (красной и зеленой включительно). По команде **«Вычитание фона случ. совп.»** этот уровень с учетом стандартного отклонения вычитается из исходных данных. Затем, по соответствующей команде, данные логарифмируются, на получившейся гистограмме указываются точ-

ки, между которыми следует провести прямую линию и дается команда **«Вычисление времени жизни»**.

Как уже было сказано, для *градуировки* спектрометра по времени имеется *синтезатор «точных» интервалов времени* (СТИ). Амплитудное распределение меток времени, слабо искаженное шумами и наводками, имеет вид четырех узких пиков ( $1 \div 2$  канала). Поэтому градуировка по времени выполняется особым образом. В окне **«Исходные данные»** маркером указывается точка на гистограмме, соответствующая вводимому значению времени (маркер должен быть один). В голубое окошко вводится значение метки времени (в микросекундах) и подается команда **«Ввод метки времени»**. Если метка времени окажется на границе каналов (на гистограмме видны 2 точки), то маркер можно поставить на любой из них – программа сама определит истинное положение метки относительно каналов (вычисляется центр тяжести пары каналов). Градуировка происходит при переходе к странице **«Градуировка»**.

## **6. Примерный порядок выполнения работы**

1) зарегистрировать *амплитудное распределение  $\beta$ -излучения* и выбрать порог дискриминатора  $D_\beta$  – схема на рис. 9; предварительно, с помощью поглотителей из алюминия, нужно определить левую границу регистрации  $\beta$ -спектра;

2) зарегистрировать *амплитудное распределение  $\gamma$ -излучения* и выбрать порог дискриминатора  $D_\gamma$  – схема на рис. 10;

3) зарегистрировать *временное распределение* (запаздывающих совпадений) – схема на рис. 11;

4) зарегистрировать *метки времени* – схема на рис. 12.

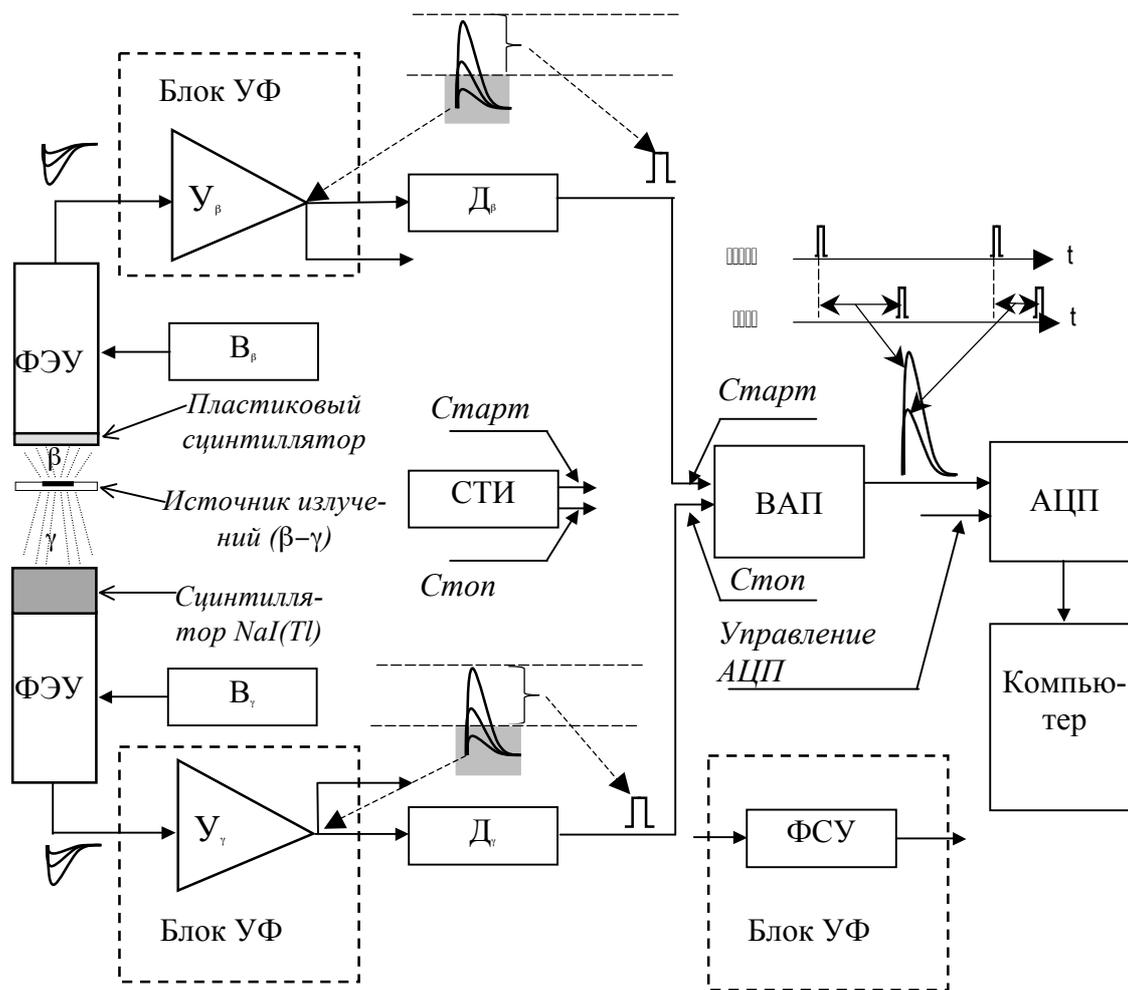
*Математическая обработка* распределения запаздывающих совпадений выполняется с помощью программ, включенных в математическое обеспечение спектрометра, в следующем порядке:

1) выполняется *градуировка по времени*;

2) по гистограмме временного распределения указываются *границы*, в пределах которых это распределение будет обработано и выполняется переход к *режиму обработки временного распределения*.

3) по гистограмме указываются *границы фона случайных совпадений*; с помощью специальных команд вычитается фон и логарифмируется оставшееся распределение.

4) на логарифмическом распределении указываются границы, в пределах которых будет проведена *аппроксимирующая прямая* и подается команда **«Вычисление времени жизни»**; в качестве результата будут выведены значения  $\tau$  и  $T_{1/2}$ .



<p>ФЭУ – фотоэлектронный умножитель (<math>\beta</math> - ФЭУ-35, <math>\gamma</math> - ФЭУ-13);  <math>У_\beta</math> и <math>У_\gamma</math> – усилители <math>\beta</math>- и <math>\gamma</math>-спектрометрических трактов;  <math>В_\beta</math> и <math>В_\gamma</math> – высоковольтные источники питания ФЭУ;  <math>Д_\beta</math> и <math>Д_\gamma</math> – дискриминаторы;</p>	<p>СТИ – синтезатор «точных» интервалов времени;          ВАП – время-амплитудный преобразователь;          ФСУ – формирователь сигналов управления;          АЦП – Амплитудно-цифровой преобразователь.</p>
--	--

Рис. 8. Основная функциональная схема спектрометра (режим регистрации совпадений).

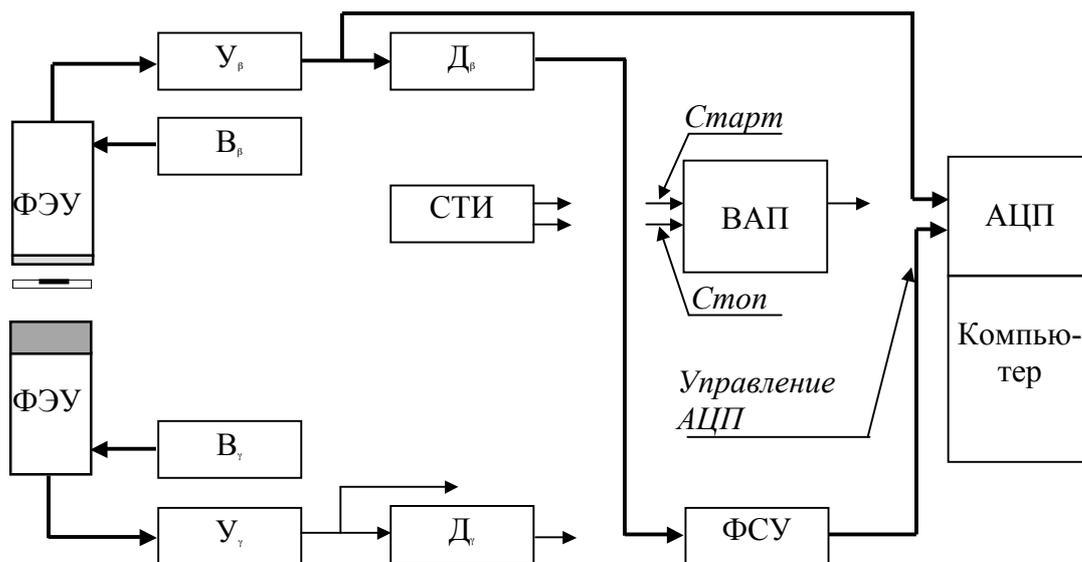


Рис. 9. Режим регистрации амплитудного распределения и выбора порога  $\beta$ -излучений.

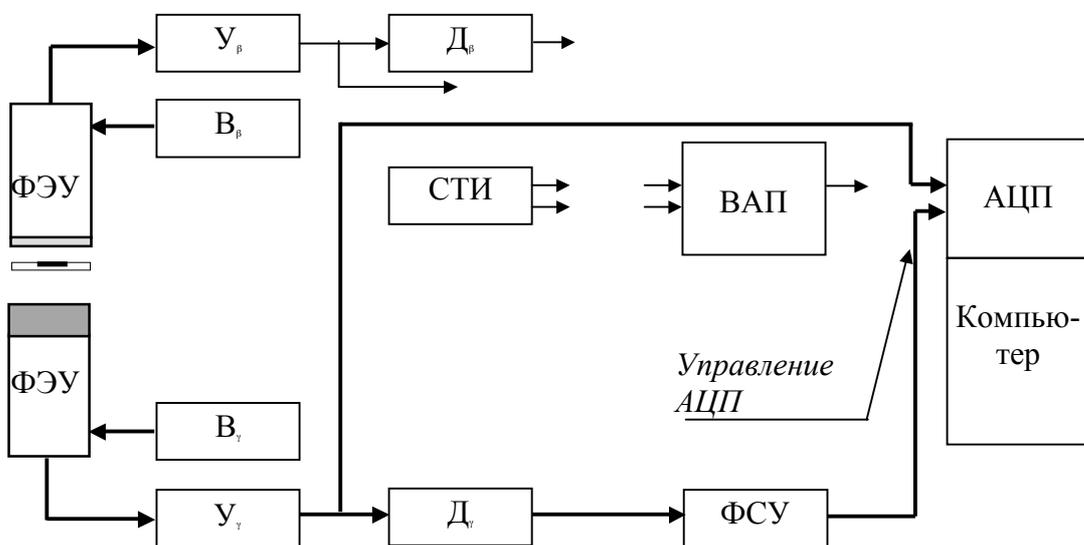


Рис. 10. Режим регистрации амплитудного распределения и выбора порога  $\gamma$ -излучений.

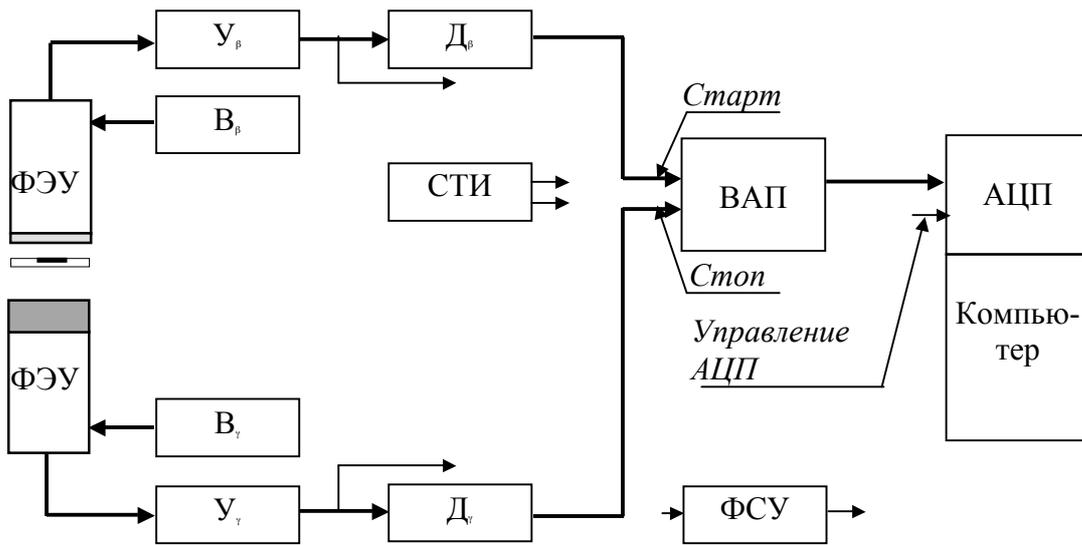


Рис. 11. Режим регистрации распределения по времени (запаздывающих совпадений).

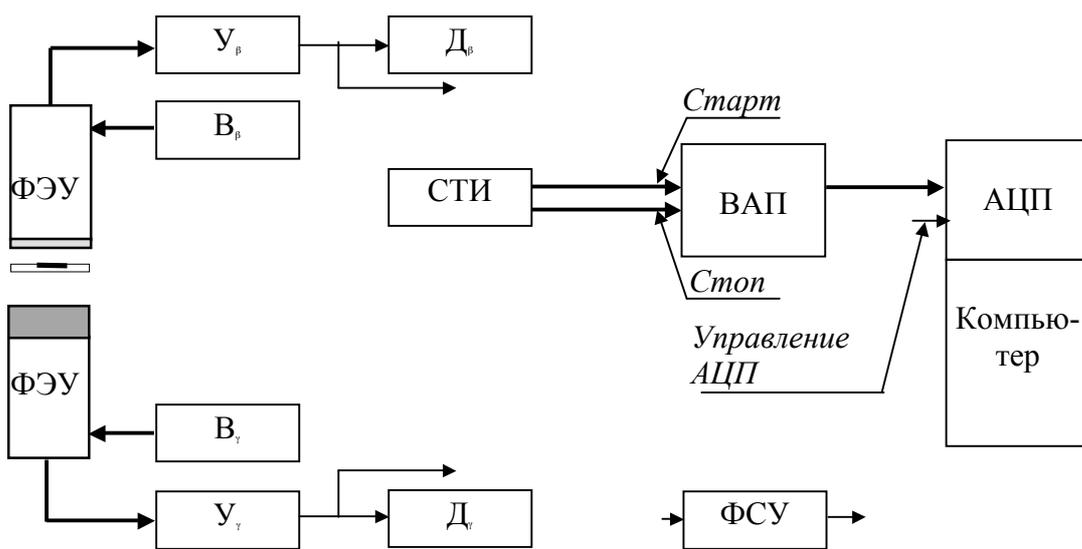


Рис. 12. Режим регистрации меток времени.

## 7. Упражнения

Измерение времени жизни уровня 615 кэВ  $^{181}_{72}\text{Hf}$ , заселяемого при  $\beta$ -распаде  $^{181}_{72}\text{Hf}$  (см. схему распада на рис. 2), выполняется в следующем порядке:

1) Зарегистрировать  $\beta$ -спектр. Оценить вклад фона, не связанного с  $\beta$ -спектром. Для этого выполнить измерения с алюминиевым фильтром, задерживающим электроны  $\beta$ -распада. Предварительно рассчитать необходимую толщину фильтра из алюминия (воспользоваться соответствующим справочником по ядерной физике, например [10] или интернетом).

2) Зарегистрировать спектрометром с NaI(Tl)  $\gamma$ -спектр. Найти хорошо видные наиболее интенсивные линии спектра 133 (+ 136 + 137) кэВ, 345 кэВ, 482 кэВ. Их парциальные вклады, соответственно равны 92 % (+ 6 % + 2 %), 14 %, 85 %.

При идентификации линий надо иметь в виду, что в спектре наблюдается **линия рентгеновского излучения**, принадлежащая  $^{181}_{73}\text{Ta}$ .

3) Выставить пороги регистрации в  $\beta$ - и  $\gamma$ -каналах.

4) Воспользовавшись схемой распада (рис. 2), установить, какие запаздывающие совпадения должны наблюдаться (должны ли быть мгновенные совпадения?).

5) Проверить, есть ли гамма-гамма совпадения, измерив спектр запаздывающих совпадений с фильтром, отсекающим электроны  $\beta$ -распада.

6) Провести измерения с генератором для проведения градуировки канал-время (в микросекундах). Получить цену одного канала (в микросекундах).

7) Измерить спектр запаздывающих совпадений. При этом контролировать **загрузки** бета- и гамма-трактов (письменно зафиксировать соответствующие числовые значения).

8) В процессе измерения спектра имеет смысл проверить одно из наиболее общих положений квантовой механики: результат каждого измерений случаен и независим от других измерений в ансамбле, но распределение по ансамблю описывается квадратом модуля волновой функции.

а) Выберете два произвольных интервала спектра. Проверьте, что появления событий в этих интервалах не коррелированы друг с другом.

б) Оцените, при каком количестве событий вместо случайного набора событий начинает возникать экспоненциальная зависимость закона радиоактивного распада (с фоном).

9) Оценить число случайных совпадений:

а) по загрузкам бета- и гамма-трактов,

в) по спектру запаздывающих совпадений при  $T_3 \gg \tau$ .

10) Оценить вклад мгновенных совпадений.

11) Вычислить  $\tau$  по кривой запаздывающих совпадений.

### Вопросы для подготовки

- 1) Как оценить число случайных совпадений во временном спектре?
- 2) Оценить толщину (минимальную) алюминиевой пластинки, поглощающей  $\beta$ -излучение от источника  ${}^{181}_{72}\text{Hf}$ . Как ослабляется при этом поток  $\gamma$ -квантов с энергиями 136, 345 и 482 кэВ ?
- 3) Как в измеряемом распределении проявляются «мгновенные» совпадения?

### Контрольные вопросы

- 1) Чем отличаются основные состояния стабильных ядер от возбужденных состояний? Какова связь между полной шириной уровня и парциальными ширинами?
- 2) Какие существуют способы возбуждения ядерных состояний?
- 3) Чем отличается магнитное  $\gamma$ -излучение от электрического? Как определить тип и мультипольность  $\gamma$ -излучения?
- 4) В чем состоит явление ядерной изомерии? Привести примеры ядер с изомерными состояниями.
- 5) Что такое среднее время жизни (период полураспада) возбужденного состояния ядра? Какова связь между шириной уровня и средним временем его жизни?
- 6) Какую информацию о структуре ядерного состояния можно получить из экспериментальной величины его времени жизни?
- 7) Какие существуют методы определения времени жизни ядерных состояний?
- 8) В чем состоит принцип метода запаздывающих совпадений?

### **Литература.**

1. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. Изд-во «Наука», 1986.
2. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Юдин Н.П. Частицы и атомные ядра. М., 2005.
3. Гамма-лучи. Под ред. Л.А. Слива. Москва, Изд-во АН СССР. 1961, гл. I, п. 1, 2, гл. III, п. 2.
4. Натаф Р. Модели ядер и ядерная спектрометрия. М., Мир, 1968.
5. Берлович Э.Е., Василенко С.С., Новиков Ю.Н. Времена жизни возбужденных состояний ядер. Л.: Наука, 1972.
6. Бета- и гамма- спектроскопия. Под редакцией К. Зигбан, М., Физматгиз 1959, гл. 1, стр. 31 - 34.
7. Данилевич В.В., Чернявский А.Ф. Временные измерения в физическом эксперименте. Москва, Энергоатомиздат, 1984.
8. Гольданский В.И., Куценко А.В., Подгорецкий М.И. Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц. Москва, Физматгиз, 1973.
9. Сомиков А.В. Амплитудные анализаторы в ядерной физике. Учебное пособие. Москва, Изд-во Московского ун-та. 1974.
10. Немец О.Ф., Гофман Ю.В. Справочник по ядерной физике. Киев. Из-во «НАУКОВА ДУМКА». 1975.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

### Основные понятия ядерной спектрометрии с применением многоканального амплитудного анализа

#### Спектры и амплитудные распределения

В дальнейшем речь пойдет об измерении энергетических спектров ядерных излучений. В ядерной физике под энергетическим спектром подразумевается закон распределения по энергии частиц или  $\gamma$ -квантов, а измерение энергетического спектра – это восстановление функции плотности распределения  $P_E(E)$  по результатам обработки экспериментальных данных ( $E$  – энергия излучения). Эти данные получаются с помощью спектрометров ядерных излучений ( $\alpha$ -,  $\beta$ -,  $\gamma$ -излучения).

Мы рассмотрим такие спектрометры, основу которых составляют детекторы ядерных излучений, использующие взаимодействие частиц или квантов с веществом. В результате такого взаимодействия на выходе детектора формируются *электрические сигналы*. По параметрам распределения этих сигналов судят о спектре излучений.

Блок-схема типичного спектрометра представлена на рисунке П1. Головной частью спектрометра является детектор ядерных излучений, вырабатывающий электрический импульс, амплитуда которого определяется энергией, **потерянной частицей или квантом в детекторе**. Таким образом, экспериментальное исследование энергетических спектров сводится к регистра-

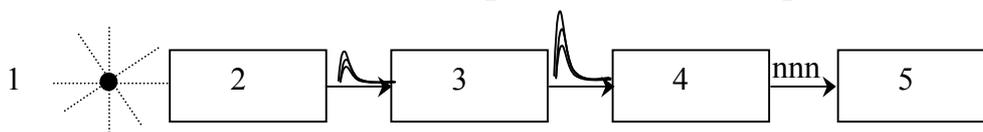


Рис. П1. Блок-схема спектрометра

1 – источник излучений, 2 – детектор излучений, 3 – линейный усилитель, 4 – амплитудно-цифровой преобразователь (АЦП), 5 – компьютер.

ции и анализу распределения по амплитудам электрических выходных сигналов детектора  $P_a(u)$ , где  $u$  – амплитуда электрического сигнала.

В дальнейшем мы будем рассматривать только дискретные (линейчатые) энергетические спектры. Примеры таких спектров показаны на рисунках П2а и П2в. Однако, при регистрации амплитудного распределения, как сам детектор, так и электронная аппаратура, применяемая для передачи его электрических сигналов, вносят свои искажения (шум). В результате распределение амплитуд на выходе спектрометра всегда непрерывно.

На рисунке П2а показано распределение, состоящее из одной спектральной линии, а на рисунке П2б – соответствующее ему распределение амплитуд электрических сигналов на выходе спектрометра. Во многих случаях такое распределение описывается функцией Гаусса. Полная ширина 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**. Часто используется также отношение  $\Delta E/E$  к энергии соответствующей линии, обычно выраженное в процентах, которое называется **относительным энергетическим разрешением**. **Энергетическое разрешение** определяет, насколько близко могут находиться в спектре две линии, которые спектрометр позволяет идентифицировать как разные. На рисунке П2в показан случай двух близко расположенных линий. Как видно из рис. П2г, 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, которая называется **функцией отклика**. (Например, при регистрации  $\gamma$ -квантов, наличие трех процессов взаимодействия – фотоэффект, Комптон-эффект и образование пар – приводит к тому, что амплитудное распределение для монохроматического излучения может состоять из плавной части с тремя пика-

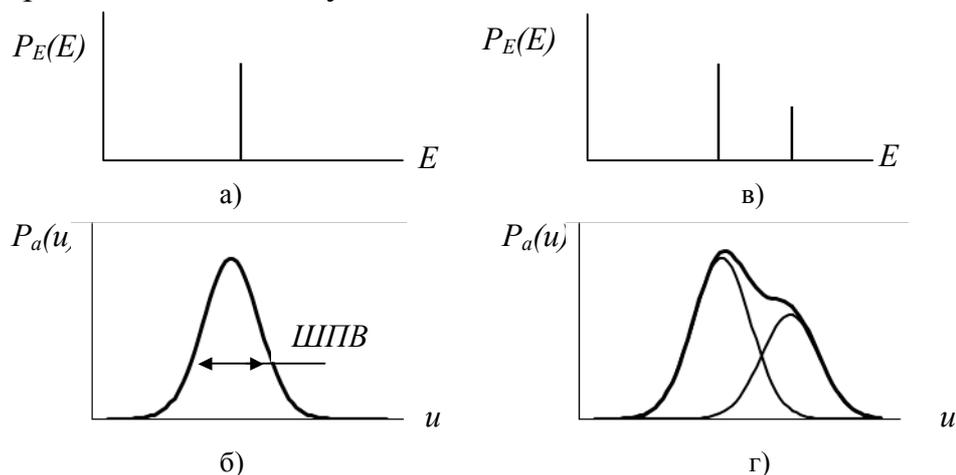


Рис. П2. Энергетический спектр и амплитудное распределение:  
 а) монохроматический спектр (синглет), б) амплитудное распределение одиночной линии, в) две близкие линии (дублет), г) амплитудное распределение дублета.

ми.) Характеристики функции отклика определяются типом детектора, видом излучения и техническими данными измерительной аппаратуры.

Обращаем также внимание на то, что, независимо от типа применяемого детектора, амплитуда электрического сигнала на его выходе в итоге определяется числом образовавшихся в детекторе свободных носителей заряда, и соответственно зависит от статистических флуктуаций числа этих зарядов. Поэтому **энергетическое разрешение** зависит от энергии излучения.

Обычно соответствие между амплитудой электрического сигнала и энергией устанавливается путем измерения и обработки спектра с известными параметрами. Установление такого соответствия называется **градуировкой**. В дальнейшем зависимость  $E=F(u)$ , где  $E$  – энергия,  $u$  – амплитуда электрического сигнала, будем называть **градуировочной функцией** или **градуиро-**

вочной кривой, а пару соответствующих друг другу значений  $E$  и  $u$  – градуировочной точкой.

Выходные сигналы детекторов излучений имеют, как правило, импульсный характер. Эти сигналы распределены статистически, как по амплитуде, так и по времени. Мощность этих сигналов, как правило, мала, что затрудняет их регистрацию и анализ. Поэтому в спектрометрическом тракте имеется **усилитель**. Его основное назначение – согласование параметров детектора и последующих измерительных устройств. Одновременно он служит для формирования импульсов по длительности и для подавления шумов. Существенным свойством усилителя является **линейность**. Усилитель называется линейным, если  $u_{\text{вых}} = K \cdot u_{\text{вх}}$ , где  $u_{\text{вх}}$  – амплитуда входного электрического сигнала,  $u_{\text{вых}}$  – амплитуда выходного электрического сигнала,  $K$  – константа (**коэффициент усиления**).

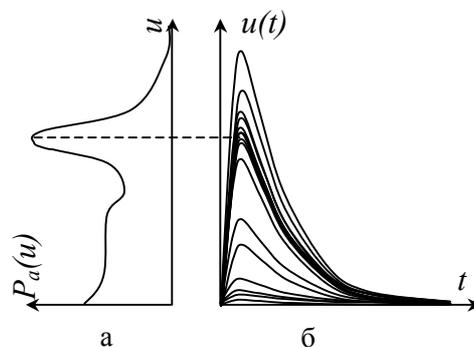


Рис. П3. Амплитудное распределение (а) и соответствующие осциллограммы (б).

Подключим к выходу усилителя осциллограф в ждущем режиме. Выберем длительность развертки такой, чтобы по оси  $X$  каждый импульс укладывался полностью. Мы увидим (рис. П3), что на экране появляются сигналы самых разных амплитуд в случайном порядке. Приглядевшись внимательнее, мы заметим, что по вертикали картина состоит из сгущений и разрежений линий, очерчивающих отдельные импульсы. Сгущениям соответствуют амплитуды импульсов, которых больше в распределении (пик распределения  $P_a(u)$ ), а разрежениям – минимум распределения.

### Принцип многоканального амплитудного анализа

Амплитудные распределения электрических сигналов 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**. За одинаковое для всех каналов время подсчитывается число электрических импульсов, амплитуда которых лежит в пределах каждого из интервалов. Таким образом, непрерывное амплитудное распределение  $P_a(u)$  представляется в виде дискретного распределения  $N(n)$ , где  $n$  – номер канала, а  $N$  – число отсчетов в канале. Другими словами, распределение представляется гистограммой (рис. П4).

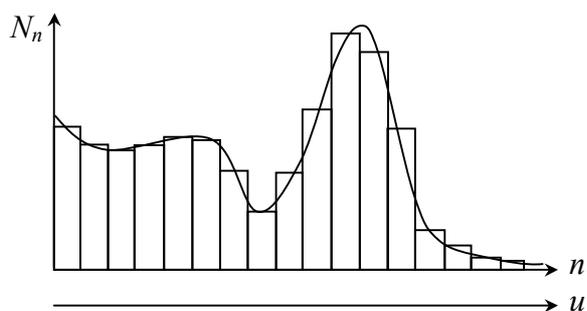


Рис. П4. Гистограмма амплитудного распределения.

Преобразование аналоговых сигналов на выходе линейного усилителя в цифровые коды, с которыми может работать компьютер, осуществляется *амплитудно-цифровым преобразователем* (АЦП), в котором амплитуда каждого электрического импульса измеряется и определяется соответствующий ей номер канала. Затем компьютер считывает номер канала и прибавляет единицу к содержимому элемента массива, выделенного для каждого канала. Такой метод регистрации амплитудного распределения получил название **«многоканальный амплитудный анализ»**.

Разумеется, это не единственный способ технической реализации амплитудного анализатора, например, АЦП может иметь собственную память, а в компьютер передавать массивы накопленных данных.

Число каналов анализатора определяется техническими характеристиками АЦП. Обычно амплитудный анализатор имеет линейную характеристику, т.е. номер канала пропорционален амплитуде на входе АЦП, а максимальный номер канала соответствует максимальному значению амплитуд, которое возможно измерить с помощью АЦП. На практике используются анализаторы с числом каналов  $100 \div 20000$  в зависимости от поставленной задачи.

Для заметок

Учебное пособие  
Лабораторная работа № 20  
Измерение времени жизни возбужденного состояния ядра  $^{181}_{73}\text{Ta}$  методом  
запаздывающих совпадений  
Еременко Дмитрий Олегович, Кузаков Константин Алексеевич,  
Никитин Николай Викторович, Платонов Сергей Юрьевич

Подписано в печать 18.10.2020  
Формат А5, объем 4 уч. изд. листа. Тираж 50 экз.  
Заказ №  
Физический Факультет МГУ им. Ломоносова  
119991, Москва, ГСП-1, Ленинские горы, д.1, стр. 2.

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