КАЗАНСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ
КАФЕДРА ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Пятаев А.В., Дулов Е.Н., Бикчантаев М.М., Хрипунов Д.М

ИСКУССТВЕННАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПЕРИОДОВ ПОЛУРАСПАДА НУКЛИДОВ

Методическое пособие

Издательство
Казанского федерального университета
2013

УДК 539.164

ББК 22.38

Печатается по решению Редакционно-издательского совета ФГАОУВПО «Казанский (Приволжский) федеральный университет»

методической комиссии института физики
Протокол № 4 от 17 июня 2013 г.

заседания кафедры физики твердого тела
Протокол № 16 от 7 июня 2013 г.

Авторы
Пятаев А.В., Дулов Е.Н., Бикчантаев М.М., Хрипунов Д.М

Рецензент:
кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник КИББ КНЦ РАН Манапов Р.А.

Пятаев, А.В. Искусственная радиоактивность и определение периодов полураспада нуклидов: Учебно-методическое пособие для студентов Института физики / А.В. Пятаев, Е.Н. Дулов, М.М. Бикчантаев, Д.М. Хрипунов – Казань: Издательство Казанского федерального университета, 2013. – 22 с.: 8 илл.

Пособие предназначено для студентов Института физики, Института геологии и нефтегазовых технологий дневного отделения, к общему физическому практикуму по курсам «Физика атомного ядра и частиц», «Ядерная физика» и «Физика».

УДК 539.164

ББК 22.38

© Пятаев А.В., Дулов Е.Н.
Бикчантаев М.М., Хрипунов Д.М
2013
© Казанский федеральный
университет, 2013

Содержание

Введение 4
1. Реакции с образованием составного ядра.....4
2. Классификация нейтронов по энергии 11
3. Свойства нейтрона.....12
4. Получение нейтронов.....133
5. Виды реакций под действием нейтронов 14
6. Схема экспериментальной установки.....15
7. Порядок выполнения работы 18
8. Обработка результатов.....19
9. Анализ результатов 21
10. Вопросы для самопроверки.....21
Литература.....22

Введение

Цель настоящей работы - знакомство студентов с ядерными реакциями, протекающими по механизму образования составного ядра, их основными закономерностями и теорией этих реакций. Практическая часть работы включает знакомство с техникой и методикой изотопного анализа методом нейтронной активации на примере активации природного серебра. Предлагается выполнение анализа изотопных продуктов ядерных реакций по их периодам полураспада при активации образца, содержащего стабильные нуклиды с известными характеристиками.

1. Реакции с образованием составного ядра

Взаимодействие нейтронов низких энергий с веществом происходит по механизму образования составного ядра. Это взаимодействие можно представить как процесс, протекающий в две стадии. На первой стадии нейтрон, попадая в область действия ядерных сил, захватывается ядром, и образуется составное ядро в возбуждённом состоянии. Поскольку масштаб энергии присоединения нейтрона к ядру определяется величиной энергии связи, энергия возбуждения может принимать значения в диапазоне 1-10 МэВ. Составное ядро существует $10^{-14}..10^{-15}$ сек, большое время в масштабах характерного ядерного времени $\sim 10^{-21}$ сек. Характерное ядерное время может быть оценено как время пролёта ускоренного полем ядерных сил нейтрона через объем ядра. На второй стадии такое возбуждённое ядро распадается одним из возможных способов, которые называют каналами реакции.

Модель механизма образования составного ядра впервые был предложен Бором (1936) для объяснения некоторых закономерностей протекания ядерных реакций под действием нейтронов. В дальнейшем образование составного ядра многократно наблюдалось в других ядерных реакциях.

На ранних этапах изучения ядерных реакций обнаружилось, что реакции под действием нейтронов имеют несколько «странностей». Во-первых, они имеют выраженный резонансный характер для нейтронов с энергиями 1-1000 эВ (рис.1). Нейтроны из этой области энергий были названы резонансными. Во-вторых, сечение реакции может на несколько порядков превышать геометрическое сечение ядра, достигая значений в 10^4 барн(1 барн численно равен 10^{-28} м² = 10^{-24} см² = 100 фм² -примерный размер атомного ядра). В третьих, пространственное распределение продуктов реакции, в числе которых могут быть

альфа- и бета-частицы, гамма-кванты, протоны, осколки ядер, всегда изотропно, т.е. ядро словно бы забывает направление, откуда пришел нейтрон.

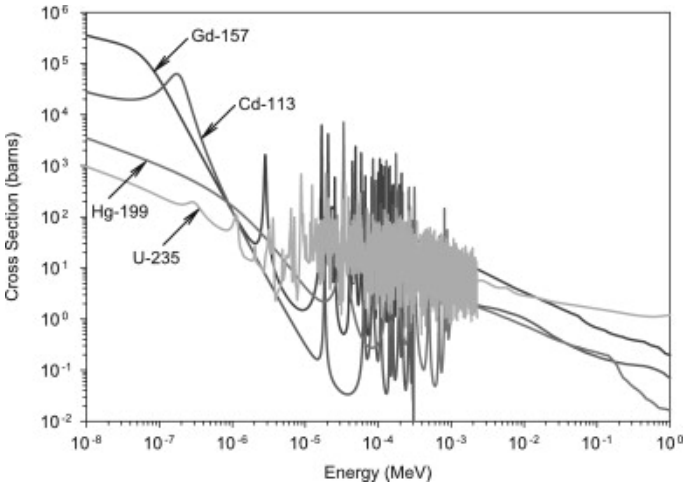

Рисунок 1. Зависимость сечения поглощения нейтронов от энергии.

Основываясь на капельной модели ядра, Бор предложил модель, в которой нейтрон, попадая в ядро, ускоряется в поле ядерных сил до энергий 1-10МэВ, затем сталкивается с другими нуклонами и теряет свою энергию. Таким образом, кинетическая энергия нейтрона становится недостаточной для того, чтобы он покинул ядро, нейтрон «запутывается» в других нуклонах. Энергия, привнесённая нейтроном в ядро, перераспределяется случайным образом между всеми нуклонами, а поскольку этот процесс происходит постоянно, и ядро содержит небольшое число частиц, рано или поздно на одном из нуклонов или группе нуклонов концентрируется достаточная для выхода из ядра энергия. Такая модель объясняет изотропность продуктов реакции и вводит представление о промежуточном, составном ядре. Однако, она не объясняет резонансов, больших значений сечений и большого времени жизни составного ядра. Также модель Бора, не дает верной картины относительных вероятностей протекания реакции по различным каналам.

Для объяснения всех закономерностей реакций с образованием составного ядра необходимо рассмотреть прохождение квантовой частицой потенциальной ступеньки (рис.2). Аналогичная классическая частица пройдет ступеньку в 100% случаев, если будет иметь достаточную кинетическую энергию. Квантовая частица в этом случае будет иметь конечную вероятность прохождения. Этот эффект в чём-то аналогичен туннельному эффекту, кроме того, можно увидеть аналогию отражения частицы, обладающей волновыми свойствами, от потенциальной ступеньки с отражением света от границы двух сред с различным показателями преломления.

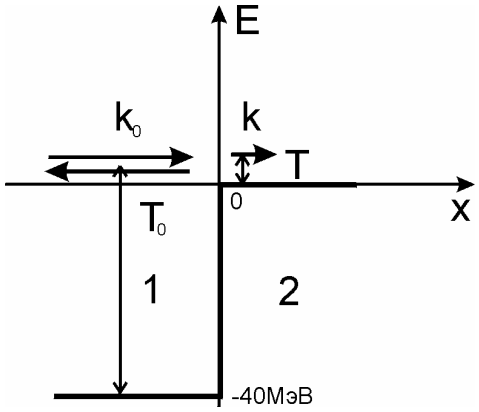

Рисунок 2. Прохождение потенциальной ступеньки квантовой частицей.

Учитывать эффект отражения от потенциальной ступеньки, роль которой играет граница ядра, требуется по следующей причине. Существование резонансных энергий нейтронов свидетельствует о наличии дискретных уровней энергии составного ядра, причём для энергий возбуждения, превышающих энергию отделения нейтрона (на величину его кинетической энергии). Наличие дискретных уровней, в свою очередь, означает финитное движение нейтрона внутри составного ядра в течение времени его жизни.

Рассмотрим прохождение частицы в одномерном случае. В области 1 и 2 волновая функция будет иметь вид плоской волны. Обозначим k_0 и k - волновые числа частицы в области 1 и 2, соответственно. В применении к ядру, величины k_0 и k определяются глубиной ядерной потенциальной ямы ~40 МэВ (область 1), т.е. кинетической энергией нейтрона внутри ядра T_0, и кинетической энергией свободного нейтрона T ~1-1000 эВ (область 2). Будем искать решение задачи в виде:

$$\begin{cases} \psi_1 = e^{ik_0x} + \alpha e^{-ik_0x}, \\ \psi_2 = \gamma e^{ikx}. \end{cases} \tag{1}$$

Т.е. в области 1 существует падающая и отражённая волны, а в области 2 только прошедшая, отражённой нет. Для простоты, амплитуда падающей волны взята единичной, можно было ввести для неё своё обозначение, но на решении задачи о вероятности прохождения эта амплитуда не скажется.

Из условий сшивки волновой функции и её первой производной:

$$\begin{cases} 1 + \alpha = \gamma, \\ k_0(1 - \alpha) = k\gamma, \end{cases} \tag{2}$$

Откуда

$$\alpha = \frac{k_0 - k}{k_0 + k}. \tag{3}$$

Вероятность $D_я$ прохождения ступеньки:

$$D_я = 1 - |\alpha|^2 = \frac{4k_0 k}{(k_0 + k)^2} \approx 4\frac{k}{k_0} = 4\frac{v}{v_0} = 4\sqrt{\frac{T}{T_0}} \qquad (4)$$

Подставляя $T \approx 1$ эВ, $T_0 \approx 40$ МэВ получаем $D_я \approx 10^{-3} << 1$.

Трехмерная задача о нейтроне и ядре сводится к одномерной в случае сферически симметричного ядра (приложение 1). Следует отметить, что, рассматривая движение частицы в обратную сторону, мы получим ту же вероятность преодоления потенциальной ступеньки.

Эффект отражения от потенциальной ступеньки сам по себе объясняет появление дискретных уровней энергии составного ядра выше энергии отделения нуклона, но не объясняет его время жизни. Если нуклон $T \approx 1$ эВ выходит из ядра с вероятностью ~0.001, это значит, что в среднем он проходит от одной границы ядра до другой ~1000 раз, а время жизни составного ядра должно быть в тысячу раз больше характерного ядерного времени, т.е. 10^{-18} сек , что много меньше $10^{-15}..10^{-14}$ сек.

Для объяснения времени жизни составного ядра требуется учесть ещё один эффект, напоминающий об идее Бора о перераспределении энергии между нуклонами. Это эффект цикличности волновой функции квантовой системы с эквидистантным набором энергетических состояний.

Пронумеруем состояния квантовой системы с эквидистантным набором энергетических состояний так, что наинизшему соответствует номер 0, далее 1,2,…. Обозначив W_0 - энергию нулевого состояния, а Δ - расстояние между уровнями, можно записать:

$$W_n = W_0 + n\Delta. \qquad (5)$$

Тогда, полагая запись временного множителя волновых функций аналогичной стационарным состояниям (хотя в действительности они будут квазистационарными, т.е. это приближение), можно записать:

$$\varphi_n = \varphi_n^0 \exp\left(-\frac{iW_n t}{\hbar}\right). \qquad (6)$$

Здесь φ_n - волновая функция n-го состояния, а φ_n^0 -её координатная часть.

В общем случае волновую функцию квантовой системы можно записать как суперпозицию состояний:

$$\psi = \sum_{n=0}^{N} c_n \varphi_n = \sum_{n=0}^{N} c_n \varphi_n^0 \exp\left(-\frac{i(W_0 + n\Delta)t}{\hbar}\right) = \exp\left(-\frac{iW_0 t}{\hbar}\right)\sum_{n=0}^{N} c_n \varphi_n^0 \exp\left(-\frac{in\Delta}{\hbar}t\right). \qquad (7)$$

Можно видеть, что ψ периодична во времени, подставив

$$\frac{\Delta}{\hbar}t = 2\pi m\,,\ m \in Z\,. \tag{8}$$

В моменты времени, кратные

$$\frac{2\pi\hbar}{\Delta} = \frac{h}{\Delta}, \tag{9}$$

волновая функция ψ повторяет сама себя, т.е. при применении решения задачи к составному ядру можно утверждать, что конфигурация нуклонов оказывается периодически повторяющейся. Полагая, что в течение периода энергия, привнесённая в ядро нейтроном, распределена между другими нуклонами и концентрируется на одном нуклоне только один раз за период, с учётом этого получим время жизни τ_n составного ядра по отношению к каналу реакции с испусканием нейтрона:

$$\tau_n = \frac{h}{\Delta}\frac{1}{D_я}\,. \tag{10}$$

Здесь нужно учесть, что составное ядро может испустить другую частицу, например, гамма-квант, перейдя в основное состояние. Из эксперимента известно, что вероятность испускания гамма-кванта ядром в области резонансных энергий нейтронов выше примерно в 100 раз, чем испускание нейтрона.

Экспериментальное значение Δ находится в интервале 1..10 эВ, поэтому:

$$\tau_n \approx \frac{6\times10^{-34}}{1..10\times1.6\times10^{-19}}\frac{1}{10^{-3}} = 10^{-12}\ \text{сек.} \tag{11}$$

Учитывая распад ядра по каналу с испусканием фотона, получаем оценку для времени жизни τ составного ядра:

$$\tau \approx 10^{-14}\ \text{сек.} \tag{12}$$

При этом ширина ядерных уровней Γ_n, найденных из зависимости $\sigma(T)$, определяется вероятностью захвата нейтрона ядром, т.е. связана с τ_n через соотношение неопределённостей Гейзенберга:

$$\Gamma_n\tau_n \approx \hbar\,. \tag{13}$$

Вдали от резонансов, например, в области малых энергий нейтронов, сечение образования составного ядра σ или сечение захвата нейтрона, может быть найдено как:

$$\sigma \propto \pi\lambda\!\!\!^{-2}\cdot D_я = \pi\lambda\!\!\!^{-2}\frac{4kk_0}{(k+k_0)^2} \approx \pi\lambda\!\!\!^{-2}\frac{4k}{k_0} = \pi\left(\frac{h}{p}\right)^2 4\frac{p}{\hbar}\frac{1}{k_0} = 16\pi^3\frac{\hbar}{p}\frac{1}{k_0} \propto \frac{1}{v}\,. \tag{14}$$

Здесь $\lambda\!\!\!^{-}$ - длина волны де-Бройля, линейный размер волнового пакета нейтрона, v - скорость нейтрона.

Выражение $\sigma \propto 1/v$ составляет правило обратных скоростей или закон Ферми. Вероятность захвата ядром нейтрона возрастает при уменьшении его энергии и может достигать огромных значений. По этой причине замедление нейтронов используется для управления их реакционной способностью.

Для нахождения зависимости $\sigma(T)$ вблизи резонанса сначала найдем форму спектральной линии.

Рассмотрим двухуровневую квантовую систему, которая в начальный момент времени находится в возбуждённом состоянии. Её волновая функция в воображаемом случае бесконечного времени жизни возбуждённого состояния описывается волновой функцией стационарного состояния:

$$\psi(x,y,z,t) = \varphi(x,y,z)\exp\left(-i\frac{E}{\hbar}t\right). \tag{15}$$

Однако в нашем случае возбуждённое состояние распадается. В силу однородности времени можно предположить, что этот распад имеет вероятностный характер аналогично распаду радиоактивных ядер, т.е. можно ввести некоторую постоянную распада λ. Продолжая аналогию, $1/\lambda$ - это среднее время жизни возбуждённого состояния. Учитывая, что вероятность обнаружить систему в одном из состояний определяется квадратом модуля волновой функции, для квазистационарного состояния можно записать:

$$\psi(x,y,z,t) = \varphi(x,y,z)\exp\left(-i\frac{E}{\hbar}t\right)\exp\left(-\frac{\lambda}{2}t\right). \tag{16}$$

Обозначив $\omega_0 = E/\hbar$, выпишем отдельно зависящую от времени часть:

$$f(t) = \exp\left(-\left(i\omega + \frac{\lambda}{2}\right)t\right). \tag{17}$$

Раскладывая в ряд Фурье:

$$F(\omega) = \int_0^\infty \exp\left(-\left(i(\omega-\omega_0)+\frac{\lambda}{2}\right)t\right)dt = \frac{1}{i(\omega-\omega_0)+\lambda/2}, \tag{18}$$

соответствующее обратное преобразование Фурье:

$$f(t) = \frac{1}{2\pi}\int_0^\infty F(\omega)\exp(-i\omega t)d\omega. \tag{19}$$

То есть мы представили затухающую экспоненту (17) как взвешенную сумму бесконечного числа незатухающих. Иначе говоря, мы получили разложение квазистационарного состояния по стационарным. Вероятность найти систему в состоянии с циклической частотой ω, или вес состояния:

$$\rho(\omega) \propto |F(\omega)|^2 = FF^* = \frac{1}{(\omega-\omega_0)^2 + (\lambda/2)^2}. \quad (20)$$

Накладывая условие нормировки (сумма вероятностей найти систему в одном из состояний равна единице):

$$\rho(\omega) = \frac{1}{\pi}\frac{(\lambda/2)}{(\omega-\omega_0)^2 + (\lambda/2)^2}. \quad (21)$$

Это спектральный контур Лоренца или функция Коши. Его ширина на половине высоты равна λ. Отметим, что полученное разложение квазистационарного состояния по стационарным - это один из возможных способов вывода соотношения неопределённостей Гейзенберга. Действительно, неопределённость циклической частоты квазистационарного состояния равна λ, или:

$$\frac{\Delta E}{\hbar} = \frac{1}{\Delta t}. \quad (22)$$

Огибающую спектрального контура можно рассматривать как функцию плотности уровней энергии.

Установим теперь связь между модельной задачей и задачей об образовании составного ядра вблизи резонанса. Экспериментальные значения ширин нейтронных резонансов Γ могут быть представлены состоящими из множества вкладов (парциальных ширин):

$$\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_\gamma + \Gamma_p + \Gamma_\alpha + \ldots. \quad (23)$$

Такую связь позволяет получить соотношение неопределённостей. Вероятность распада составного ядра в единицу времени P определяется его средним временем жизни τ, которое связано с неопределённостью энергии состояния:

$$P = \frac{1}{\tau} = \frac{\Gamma}{\hbar}. \quad (24)$$

То есть вероятность распада и ширина резонанса линейно связаны друг с другом. Но вероятность распада составного ядра - это сумма вероятностей распада по каждому из каналов, т.е.:

$$P = P_n + P_\gamma + P_p + P_\alpha + \ldots. \quad (25)$$

Отсюда и получается (23).

Вероятность образования составного ядра пропорциональна вероятности проникновения нейтрона в ядро или его выхода из ядра. Эта вероятность определяется шириной нейтронного канала Γ_n, которая пропорциональна $D_Я$. Тогда вероятность образования составного ядра вблизи резонанса или сечение реакции:

$$\sigma \propto \pi \lambda\!\!\!^{-2} D_{я} \rho(\omega) = \pi \lambda\!\!\!^{-2} \Gamma_n \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma / 2\hbar}{(E/\hbar - E_0/\hbar)^2 + (\Gamma/2\hbar)^2} = \frac{\hbar}{2} \lambda\!\!\!^{-2} \frac{\Gamma_n \Gamma}{(E - E_0)^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (26)$$

Это формула Брейта-Вигнера, описывающая сечения реакций с нейтронами с учётом резонансов.

Реакции с образованием составного ядра могут происходить не только под действием нейтронов. Так, например, реакция

$$n + {}^{14}_{7}N \to {}^{15}_{7}N^* \to {}^{11}_{5}B + \alpha - (Q = 0.28\,\text{МэВ}) \quad (27)$$

может протекать в обратном направлении:

$$\alpha + {}^{11}_{5}B \to {}^{15}_{7}N^* \to {}^{14}_{7}N + n + (Q = 0.28\text{МэВ}). \quad (28)$$

При этом резонансы для налетающих частиц n, α наблюдаются для разных значений их энергии, поскольку массы этих частиц сравнимы с массой ядер-мишеней и часть энергии тратится на отдачу. Найденные с поправкой на эффект отдачи и с учётом энергии присоединения частицы положения уровней энергии составного ядра ${}^{15}_{7}N^*$ в этих двух реакциях совпадают с точностью не хуже 0.5%.

С образованием того же составного ядра протекает реакция:

$$p + {}^{14}_{6}C \to {}^{15}_{7}N^* \to {}^{14}_{7}N + n - (Q = 0.62\text{МэВ}) \quad (29)$$

Полученные с поправкой на энергию отдачи положения уровней энергии ${}^{15}_{7}N^*$ также совпадают с описанными выше, точность совпадения не хуже 0.5%.

2. Классификация нейтронов по энергии

Сложный характер взаимодействия нейтронов с ядрами, возможность нейтронов с самыми малыми энергиями беспрепятственно проникать в ядро, объясняет громоздкую классификацию нейтронов по энергиям, показанную в таблице 1.

Таблица 1. Классификация нейтронов.

Нейтроны	**Энергия *E*, эВ**	**Скорость *v*, м/с**	**Ср. длина волны λ, м**	**Средняя температура $T_{ср}$, К**
Быстрые	$> 10^5$	$> 4{,}4 \cdot 10^6$	$< 10^{-14}$	10^{10}
Медленные				
промежуточные	$10^4..10^5$	$1.4 \cdot 10^6..4{,}4 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^{-13}$	10^8
резонансные	$0.5 - 10^4$	$10^4..1{,}4 \cdot 10^6$	$3 \cdot 10^{-12}$	10^6
Тепловые	$5 \cdot 10^{-3}..0.5$	$10^3..10^4$	$2 \cdot 10^{-10}$	300
Холодные	$10^{-7}..5 \cdot 10^{-3}$	$4.4..10^3$	$9 \cdot 10^{-10}$	10
Ультрахолодные	$<10^{-7}$	<4.4	$9 \cdot 10^{-8}$	10^{-3}

Часто резонансные и промежуточные нейтроны объединяют под общим термином «промежуточные нейтроны» (0,5 эВ — 100 кэВ).

3. Свойства нейтрона

Нейтрон является электрически нейтральной элементарной частицей, одной из составных частей ядра атома, с массой почти в 2000 раз тяжелее электрона. Время жизни нейтрона как свободной частицы около 15 минут. Распадается свободный нейтрон по схеме β^--распада:

$$n \to p + e^- + \bar{\nu}\,. \qquad (30)$$

На примере этой реакции наглядно демонстрируется гипотеза нейтрино, в отсутствие которого нарушается закон сохранения момента количества движения, так как спин нейтрона равен 1/2, как и у протона и электрона.

Нейтрон имеет магнитный момент того же порядка, что и протон:

$$\mu_n = -(1.91315 \pm 0.00007)\mu_N\text{, где} \qquad (31)$$

μ_N - ядерный магнетон, а отрицательный знак означает ориентированность вектора магнитного момента против вектора спина.

Наличие у нейтрона магнитного момента свидетельствует о наличии у него внутренней структуры и о таком распределении заряда внутри нейтрона, что на периферии сосредоточен отрицательный заряд. В настоящее время в экспериментах по рассеянию электронов установлено, что размеры нейтрона порядка 1 Фм (10^{-15} м), а сам нейтрон состоит из трех кварков, одного u-кварка и двух d-кварков.

Длина волны де-Бройля замедленных нейтронов может быть сравнима с межатомными расстояниями. Волновые свойства нейтрона позволяют исследовать структуру вещества в диапазоне 10^{-5} – 10^{5} Å. На этом факте основаны различные физические методы исследования вещества, в основе которых лежит рассеяние нейтронов.

Основные свойства нейтронов, применяемые в нейтронном рассеянии:

1. Энергия замедленных нейтронов сравнима с энергией атомных и молекулярных движений, и находится в диапазоне от мэВ до эВ.
2. Нейтроны являются нейтральными частицами, они взаимодействуют с ядрами атомов, а не с диффузными электронными оболочками. Сечение рассеяния нейтронов на близких по массе ядрах может существенно отличаться, это дает возможность «видеть» легкие ядра на фоне тяжелых, эффективно применять метод изотопного замещения, легко различать соседние элементы. Эта

особенность является большим преимуществом перед методом рентгеновского рассеяния, в котором излучение рассеивается на электронной оболочке атомов.

3. Наличие магнитного момента у нейтронов позволяет изучать микроскопическую магнитную структуру и магнитные флуктуации, которые определяют макроскопические параметры вещества.
4. Нейтронное излучение является глубоко проникающим вглубь вещества, что позволяет проводить исследования микроскопических свойств, микротрещин, промышленных объектов. Подобные исследования невозможно выполнить с помощью оптических методов, рентгеновского рассеяния или электронной микроскопии.

Отличие нейтронного излучения от рентгеновского заключается в том, что рассеяние нейтронов происходит на ядрах атомов. Следовательно, отсутствует необходимость учитывать атомный форм-фактор для описания формы электронного облака атома, кроме того, рассеивающая способность атома не убывает с увеличением угла рассеяния, что наблюдается для рентгеновского рассеяния. Дифрактограммы в нейтронном рассеянии имеют четкие пики рассеяния даже при больших углах рассеяния.

4. Получение нейтронов

Существуют три основных способа получения нейтронов.

Первый заключается в ядерных реакциях под действиями альфа-частиц. При взаимодействии альфа-частиц с ядрами могут образовываться промежуточные ядра, которые затем распадаются с испусканием нейтрона. Поскольку взаимодействию альфа частиц с ядрами препятствует кулоновский барьер, в качестве ядер-мишеней выбираются лёгкие ядра. Одна из возможных реакций:

$$\alpha + {}^{9}_{4}Be \rightarrow {}^{13}_{6}C^{*} \rightarrow {}^{12}_{6}C + n \,. \qquad (32)$$

Альфа-частицы в этой реакции могут быть получены, например, в результате распада радия-226 или плутония-239. Недостатком такого типа источников будет немонохроматичность получаемых нейтронов, поскольку альфа-частицы случайным образом теряют энергию до реакции с ядром. Главное преимущество способа – простота.

Второй способ заключается в реализации ядерных реакций на ускорителях. Так, слияние ядер дейтерия и трития приводит к образованию моноэнергетических нейтронов с энергией от 14 МэВ и выше:

$${}^{3}_{1}H + {}^{2}_{1}H \rightarrow {}^{4}_{2}He + n + Q \,. \qquad (33)$$

Третий способ – побочный продукт работы ядерных реакторов деления. Недостатком этого способа также будет немонохроматичность нейтронов, но большие потоки нейтронов от реакторов позволяют использовать монохроматоры, например, на основе эффекта дифракции на кристаллах.

5. Виды реакций под действием нейтронов

Составное ядро, образующееся в результате захвата нейтронов ядрами, может распадаться по следующим основным каналам:

1. Радиационный захват. Самый распространённый канал. После перехода составного ядра в основное состояние оно может оказаться β-радиоактивным, так как получает избыточный нейтрон. Идёт на всех ядрах. Сечение: для тепловых нейтронов варьируется в широком интервале от 0,1 до 10^3 и изредка достигает 10^4 барн; для быстрых нейтронов – от 0.1 до нескольких барн.
2. Испускание альфа-частицы. Реакции на ядрах бора-10 и лития-7 используются для регистрации нейтронов, сечения этих реакций порядка тысячи барн.
3. Испускание протона. Эта реакция может быть использована для регистрации нейтронов. Реакция с тритием имеет сечение около 5000 барн.
4. Испускание двух и более нуклонов. Пороговая реакция, порог около 10МэВ. Сечение – доли барн.
5. Деление ядра. Энергия, привнесённая в ядро нейтроном, даже самым медленным, в некоторых случаях превышает пороговую энергию деления, и реакция происходит мгновенно. Так обстоит дело, например, с ядрами урана-235. Для большинства же ядер этот канал пороговый, так, для урана-238 энергия нейтрона должна составлять более 1.8МэВ. Сечение очень мало, за исключением некоторых делящихся ядер.
6. Упругое рассеяние.
7. Неупругое рассеяние. Пороговая реакция, используется для замедления нейтронов.

6. Схема экспериментальной установки

Основные узлы экспериментальной установки показаны на рисунках 3-6. В работе используется источник нейтронов в свинцовой защите (рис. 3), каскад счётчиков Гейгера с большим телесным углом сбора в свинцовой защите (рис. 4), высоковольтный блок питания счётчиков Гейгера (рис. 5) и универсальное пересчётное устройство (рис. 6).

Рисунок 3. Источник нейтронов

Рисунок 4. Каскад счетчиков Гейгера в свинцовой защите.

Рисунок 5. Высоковольтный блок питания каскада счетчиков Гейгера.

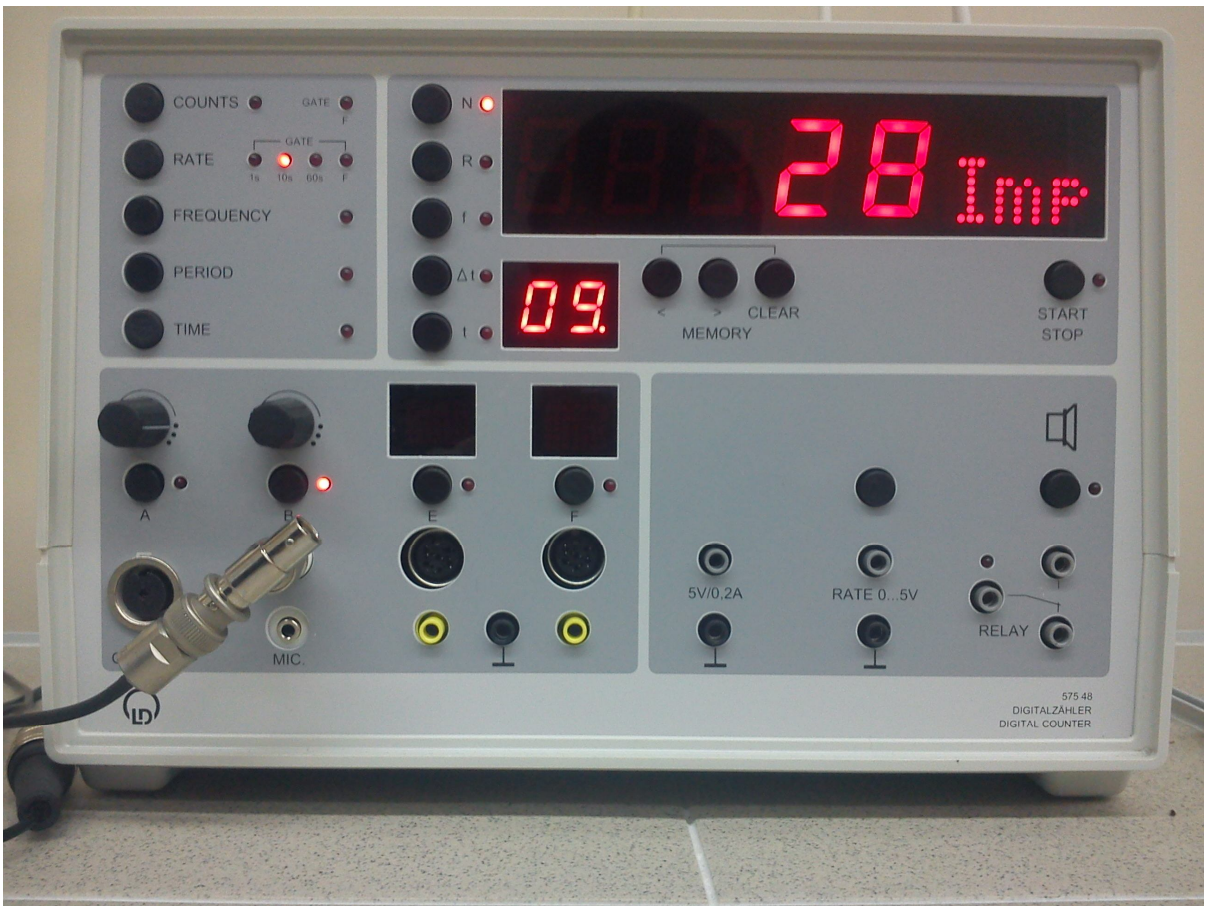

Рисунок 6. Универсальное пересчетное устройство

Характеристики образца

Образцом служит полоска из природного металлического серебра, содержащего два стабильных изотопа $_{47}Ag^{107}$ (51%) и $_{47}Ag^{109}$ (49%). Усредненные эффективные сечения захвата тепловых нейтронов: для $_{47}Ag^{107}$ $\sigma \cong 30$ барн., для $_{47}Ag^{109}$ $\sigma \cong 84$ барн. Образец закреплен на алюминиевом держателе, позволяющем вводить его в один из каналов источника нейтронов.

Источник нейтронов

Ампула **Pu-α-Be** (смотри схему на рисунке 7) источника (1), помещена в парафиновый блок-замедлитель (3). Каналы (4) (экспериментальные каналы) для помещения образцов внутрь блока-замедлителя проходят на расстоянии от источника (1), достаточном для высокой степени термализации быстрых нейтронов, генерируемых источником при незначительном ослаблении плотности потока. Таким образом, в канале создаются оптимальные условия для активации. Слой кадмия (5), окружающий парафиновый блок, является эффективной защитой от тепловых нейтронов. Свинцовая оболочка (2), собранная

из свинцовых кирпичей, служит защитой от γ- излучения. Для активации образец помещается в канал источника нейтронов не менее, чем на 12-15 мин., время, превосходящее в 5-6 раз период полураспада долгоживущего нуклида. Номер канала источника нейтронов для активации образца указывается преподавателем.

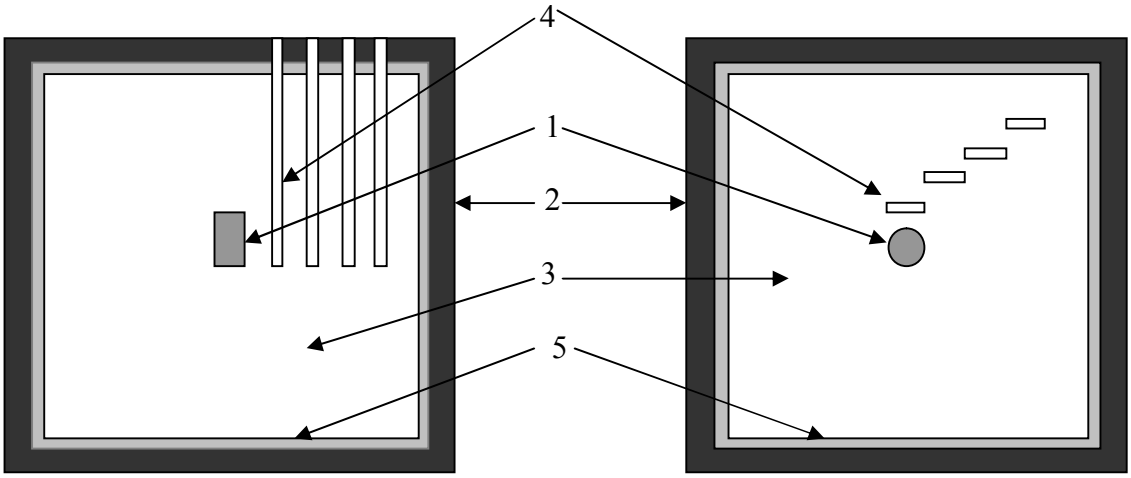

Рис.7. Схема устройства источника нейтронов.

7. Порядок выполнения работы

Подготовка установки

1. Перед началом работы убедитесь в наличии всех необходимых узлов установки в соответствии с предыдущим разделом.
2. Включить кнопку «сеть» на высоковольтном блоке питания (рис. 5).
3. Включить кнопку «высокое» на высоковольтном блоке питания (рис. 5).
4. Установить с помощью многооборотного резистора «Ручное» (рис. 5) значение напряжения питания счетчиков Гейгера (4.00±0.20)×100 В.
5. Включить кнопку «сеть» на ***задней*** панели пересчетного устройства (рис. 6).
6. Выставить настройки пересчетного устройства:
   a) канал сбора импульсов B (нижний левый угол рис. 6).
   b) кнопка RATE -10s (выбор величины временного окна τ_p).
   c) кнопки N, R, f, Δt, t – выбрать N.

Активация образца

После изучения описания работы и включения приборов доложить преподавателю о готовности к выполнению дальнейшей работы. Под наблюдением преподавателя произвести активацию образца; для этого держатель с образцом опустить в экспериментальный канал источника нейтронов на время не менее 15 мин.

Во время активации произвести измерение фоновых скоростей счета. Для этого надо запустить автоматическое измерение кнопкой START на передней панели пересчетного устройства (рис. 6). Накопить в память пересчетного устройства не менее 20 значений (цифровой индикатор в центре передней панели пересчетного устройства) фоновых скоростей счета и нажать кнопку STOP. Кнопками < и > MEMORY последовательно **вывести** и **выписать** в тетрадь измеренные значения фоновых скоростей счета. По полученным данным рассчитать среднее значение фоновой скорости счета - $\mathbf{n_ф}$.

Очистить память пересчетного устройства (кнопки CLEAR MEMORY) и привести его в исходное состояние.

После активации образца достать держатель с образцом из экспериментального канала и поместить его в **ближний** канал свинцового контейнера измерительной установки (рис. 4). Запуск начала измерений производится кнопкой START на передней панели пересчетного устройства (рис. 6) **одновременно** с установкой образца в измерительный блок (рис. 4). ***Эту часть работы произвести за минимальное время*** из-за быстрого спада активности образца (десятки секунд). Стоит потренироваться перед активацией образца или во время активации.

Последовательные измерения скоростей счета производить до выравнивания наблюдаемых значений со средним значением фоновой скорости счета измеренной ранее без активированного образца в камере. Кнопками < и > MEMORY последовательно **вывести** и **выписать** в тетрадь измеренные значения скоростей счета активированного образца.

Выключение установки

1. Выключить кнопку «высокое» на высоковольтном блоке питания (рис. 5).
2. Выключить кнопку «сеть» на высоковольтном блоке питания (рис. 5).
3. Выключить кнопку «сеть» на ***задней*** панели пересчетного устройства (рис. 6).
4. Вынуть образец из измерительной установки.

8. Обработка результатов

1. Данные измерений занести в таблицу:

t, сек	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100	…
n, имп											
$N = (n-n_ф)/\tau_р$											
lnN											

Найти значения $\mathbf{N = (n - n_ф)/\tau_р}$, ($\tau_р$=10сек) и **lnN**, занести их в таблицу и построить график зависимости **lnN(t).**

2. Дальнейшая обработка результатов проводится в предположении, что периоды полураспада образовавшихся нуклидов существенно различны. Это дает основание полагать, что на кривой **lnN(t)** есть участок (при достаточно больших значениях **t**), обусловленный только активностью долгоживущего нуклида и, следовательно, этот участок можно аппроксимировать линейной зависимостью $\mathbf{\ln N_2 = \ln N_{20} - \lambda_2 \cdot t}$ (участок ВС на схематическом графике, (рис.8).

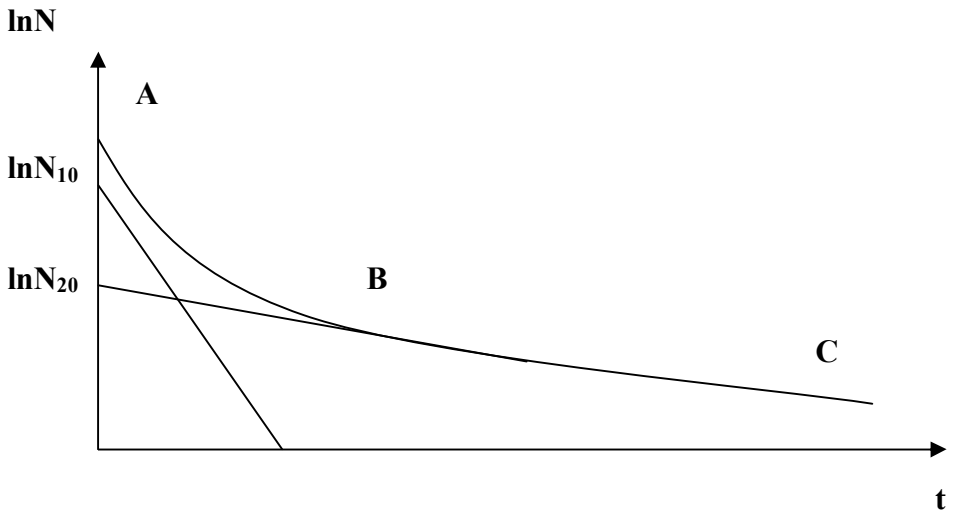

Рис. 8.

Наилучшие значения $\mathbf{N_{20}}$ и $\boldsymbol{\lambda_2}$ могут быть получены с применением метода наименьших квадратов. Начальные значения $\mathbf{N_{20}}$ и $\boldsymbol{\lambda_2}$ могут быть оценены на глаз при достаточно малом статистическом разбросе результатов. Таким образом, через полученные точки можно провести прямую, пересечение которой с осью **lnN** даст оценочное значение $\mathbf{\ln N_{20}}$, а тангенс угла наклона – значение $\boldsymbol{\lambda_2}$ (рис.8).

Для вычисления величин $\mathbf{\ln N_{10}}$ и $\boldsymbol{\lambda_1}$, описывающих короткоживущий нуклид, необходимо:

а) экстраполировать прямую ВС в область малых времен до **t**=0;

б) найти по этому графику значения $\mathbf{N_2(t_i)}$, ($\mathbf{t_i}$ – значения времени в моменты отсчетов на участке АВ кривой);

в) вычислить значения $\mathbf{N_1(t_i) = N(t_i) - N_2(t_i)}$, значения $\mathbf{\ln N_1(t_i)}$ нанести на график;

г) аппроксимировать эту зависимость прямой $\mathbf{\ln N_1 = \ln N_{10} - \lambda_1 \cdot t}$ как для долгоживущего нуклида.

3. Вычислить значения периодов полураспада:

$$T_1 = \frac{\ln 2}{\lambda_1}\ ; \quad T_2 = \frac{\ln 2}{\lambda_2}\ .$$

9. Анализ результатов

1. Предположительно оценить по полученным значениям T_1 и T_2, какие нуклиды могут образовываться из стабильных нуклидов серебра, каковы возможные причины неустойчивости этих нуклидов и вид распада.

2. По таблицам свойств нуклидов (см., например, табл. В приложении книги Широков Ю.М., Юдин Н.П. «Ядерная физика») убедитесь в справедливости или ошибочности сделанных предположений.

10. Вопросы для самоподготовки

1. Сформулируйте основные закономерности реакций с образованием составного ядра?
2. Какие нейтроны лучше взаимодействуют с ядрами, очень быстрые или очень медленные?
3. Сформулируйте и дайте объяснение правила обратных скоростей?
4. Дайте объяснения факту появления резонансов на зависимости сечения реакции от энергии?
5. Что описывает формула Брейта-Вигнера?
6. Что означает знак магнитного момента нейтрона?
7. Какова масса нейтрона в сравнении с массой электрона и протона?
8. Каким должно быть сечение взаимодействия в предположении точечного нейтрона?
9. Какие частицы и какой вид радиоактивности регистрировался после активации в образце серебра?
10. Какой канал реакции был реализован в вашем эксперименте?

Литература

1. Капитонов, И.М. Введение в физику ядра и частиц [Текст] / И.М. Капитонов. - Москва: УРСС, 2004. - 512 с.
2. Мухин, К.Н. Введение в ядерную физику [Текст] / К.Н. Мухин. - Москва: Атомиздат, 1965. - 720 с.
3. Колпаков, П.Е. Основы ядерной физики [Текст] / П.Е. Колпаков. - Москва: Просвещение, 1969. - 400 с.
4. Ишханов, Б.С. Модели атомных ядер [Текст] / Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, В.Н. Орлин. - Москва: Изд. МГУ, 1997. - 155 с.
5. Широков, Ю.М. Ядерная физика [Текст] / Ю.М. Широков, Н.П. Юдин. - Москва: Наука, 1980. - 729 с.
6. Povh, B. Particles and Nuclei. 5-th ed. [Text] / B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche. – Berlin: Springer, 2006. - 404 p.

ВЫПИСКА ИЗ ПРОТОКОЛА № 4
от 17 июня 2013
заседания Учебно-методической комиссии Института физики КФУ

ПРИСУТСТВОВАЛИ: проф. Таюрский Д.А. (председатель комиссии), доц. Шерстюков О.Н. (зам. председателя комиссии), Хуснутдинов Н.Р., Ильясов К.А., Воронина Е.В., Тюрин В.А., Корчагин П.А., Дуглав А.В., Мокшин А.В., Гарнаева Г.И., Шиманская Н.Н., Соколова М.Г.

СЛУШАЛИ: рекомендацию в печать методического пособия «Искусственная радиоактивность и определение периодов полураспада нуклидов» (авторы: Пятаев А.В., Дулов Е.Н., Бикчантаев М.М., Хрипунов Д.М.)

ПОСТАНОВИЛИ: на основании положительной рецензии к.ф.-м.н., с.н.с. КИББ КНЦ РАН Манапова Р.А. рекомендовать вышеуказанное методическое пособие к опубликованию в электронном виде на сайте Института физики.

Председатель Учебно-методической комиссии
Института физики, профессор Таюрский Д.А.