

КАЗАНСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

ИНСТИТУТ ФИЗИКИ

Кафедра физики твердого тела

Е.Н. ДУЛОВ, А.В.ПЯТАЕВ, А.Г.ИВАНОВА, А.Ф.АБДУЛЛИН

**РЕГИСТРАЦИЯ СПЕКТРОВ АЛЬФА-ЧАСТИЦ,
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ**

Казань – 2022

УДК 539.164
ББК 22.38

*Принято на заседании учебно-методической комиссии Института физики
Протокол № 06 от 10 марта 2022 года*

Рецензенты:

кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник
Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского **А.А. Валидов**;
кандидат физико-математических наук,
исполнительный директор АНО ДПО «ВИРА+» **В.В. Аринин**

Дулов Е.Н., Пятаев А.В., Иванова А.Г., Абдуллин А.Ф.

Регистрация спектров альфа-частиц, полупроводниковые детекторы / Е.Н. Дулов, А.В. Пятаев, А.Г. Иванова, А.Ф. Абдуллин. – Казань: Казан. ун-т, 2022. – 29 с.

Учебно-методическое пособие предназначено для студентов Института физики, Института геологии и нефтегазовых технологий, Института фундаментальной медицины и биологии, Института вычислительной математики и информационных технологий, приступивших к изучению курсов «Ядерная физика», «Атомная и ядерная физика», «Физика атомного ядра и частиц», «Физика атомов, атомных явлений, атомного ядра и частиц», «Ядерная медицина», «Общая и медицинская радиобиология. Физические основы лучевой диагностики и терапии», «Физика (Ядерная физика)». Задачей настоящей лабораторной работы является знакомство с техникой альфа-спектроскопии, полупроводниковыми детекторами ионизирующих частиц и регистрация спектров источника альфа-частиц с целью идентификации радиоактивного изотопа.

© Дулов Е.Н., Пятаев А.В.,
Иванова А.Г., Абдуллин А.Ф., 2022
© Казанский университет, 2022

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	3
1. Альфа-радиоактивность	4
1.1. Закономерности альфа-распада	4
1.2. Теория Гамова	9
1.3. Законы сохранения в альфа-распаде	19
2. Полупроводниковые детекторы	21
3. Вопросы для самоподготовки	25
Справочные и дополнительные материалы	26
Литература	29

ВВЕДЕНИЕ

Цель настоящей работы – знакомство с альфа-радиоактивностью: основными закономерностями и теорией альфа-распада. Практическая часть работы включает знакомство с техникой и методикой спектроскопии альфа-частиц на примере регистрации альфа-спектра препарата ^{244}Cm вакуумируемым спектрометром с полупроводниковым детектором, последующую калибровку шкалы энергий. После этого, на калиброванном спектрометре предлагается выполнить регистрацию спектра неизвестного альфа-источника и идентификацию альфа-радиоактивного изотопа по полученному спектру.

1. Альфа-радиоактивность

1.1. Закономерности альфа-распада

Альфа-распад – это самопроизвольное превращение ядра (A, Z) в ядро $(A-4, Z-2)$ с испусканием альфа-частицы, например: $^{239}\text{Pu} \rightarrow ^{235}\text{U} + ^4\text{He}$. Альфа-радиоактивные ядра встречаются в природе главным образом среди тяжелых элементов, многие ядра с $Z > 82$ альфа-радиоактивны. Небольшое количество альфа-радиоактивных ядер имеется среди редкоземельных элементов, $Z \approx 60$. Альфа-распад совместно с бета-распадом задают «правило смещения» для радиоактивных рядов, т.е. почти весь набор радиоактивных элементов, встречающихся в природе. Альфа-распадом также иногда называют одну из возможных завершающих стадий ядерных реакций с образованием составного ядра, подразумевая распад составного ядра.

Отличительной чертой альфа-распада является сравнительно узкий диапазон энергий испускаемых альфа-частиц (2-4 МэВ для редкоземельных элементов, 4-9 МэВ для трансвинцовых), причем энергия T альфа-частиц связана с постоянной распада ядер λ законом Гейгера-Нетолла (1911):

$$\lg \lambda = A \lg T + B. \quad (1.1.1)$$

Этот эмпирический в своем первоначальном виде закон позволяет связать длину пробега альфа-частиц в воздухе R с периодом полураспада $T_{1/2} = \ln 2 / \lambda$ соответствующих ядер. Длина пробега альфа-частиц в воздухе, в свою очередь, связана с энергией T альфа-частиц ещё одним эмпирическим соотношением:

$$R[\text{см}] = 0.318T^{3/2}[\text{МэВ}]. \quad (1.1.2)$$

Период полураспада $T_{1/2}$ может принимать значения в диапазоне от 10^{-7} секунд для ^{212}Po до 10^{15} лет для ^{144}Nd . Указанные границы условны, они скорее характеризуют возможности широко распространенных методов регистрации альфа-частиц. Так, например, единственный стабильный изотоп висмута в действительности условно стабилен. Он распадается по схеме альфа-распада, период полураспада $\sim 1.9 \cdot 10^{19}$ лет настолько велик, что для практических применений можно считать этот изотоп стабильным. Для сравнения, возраст Вселенной в стандартной космологической модели составляет $\sim 10^{10}$ лет.

Значение величины B в законе Гейгера-Нетолла немного отличается для разных радиоактивных рядов (рис. 1), хотя на рисунке это показано схематично, в аналогичной экспериментальной зависимости можно выделить большее количество прямых линий.

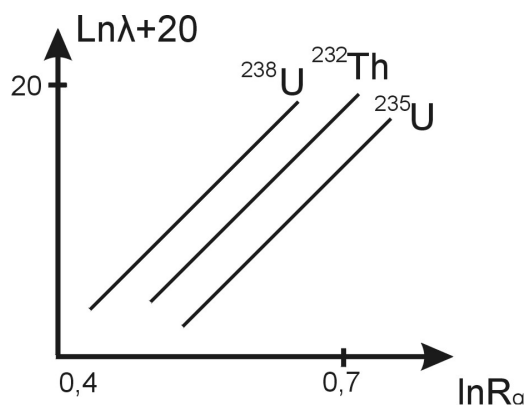


Рис. 1. Закон Гейгера-Нетолла для различных радиоактивных рядов

Простейшие представления об альфа-распаде получаются из записи энергетического выхода реакции и применения формулы Вайцзеккера для энергии

связи ядра E_b . Запишем массы участвующих в реакции ядер через массы составляющих их нуклонов и энергию связи:

$$\begin{aligned}
 M(A, Z) &= (A - Z)m_n + Zm_p - E_b(A, Z), \\
 M(A - 4, Z - 2) &= (A - Z - 2)m_n + (Z - 2)m_p - E_b(A - 4, Z - 2), \\
 M(4, 2) &= 2m_n + 2m_p - E_b(4, 2).
 \end{aligned}
 \tag{1.1.3}$$

Энерговыведение в альфа-распаде (в энергетической шкале масс):

$$\begin{aligned}
 E_\alpha &= M(A, Z) - M(A - 4, Z - 2) - M(4, 2) = \\
 &= E_b(A - 4, Z - 2) + E_b(4, 2) - E_b(A, Z)
 \end{aligned}
 \tag{1.1.4}$$

Формула Вайцзеккера, полученная на основе представлений о ядре как о капле заряженной несжимаемой жидкости, в области легких ядер дает большую ошибку. По этой причине для ядра ${}^4\text{He}$ возьмем количественные данные об энергии связи, полученные из масс-спектроскопических экспериментов: $E_b(4, 2) = 28$ МэВ. Следует отметить, что ${}^4\text{He}$ – это первое дважды магическое ядро с удельной энергией связи около 7 МэВ, что сильно выделяет это ядро среди других легких ядер. Так, например, удельная энергия связи дейтона составляет около 1.1 МэВ, а ${}^3\text{He}$ – 2.6 МэВ. Благодаря этому испускается именно альфа-частица, а не другая комбинация нуклонов, появление которой, скорее всего, будет запрещено законом сохранения энергии.

Построенный численно на основе этих предпосылок график зависимости E_α от Z показан на рис. 2.

При построении этого графика также предполагалось, что ядро находится на дорожке стабильности, т.е. оно бета-стабильно, а Z и A связаны соотношением:

$$Z = \frac{A}{1.98 + 0.015A^{2/3}}.
 \tag{1.1.5}$$

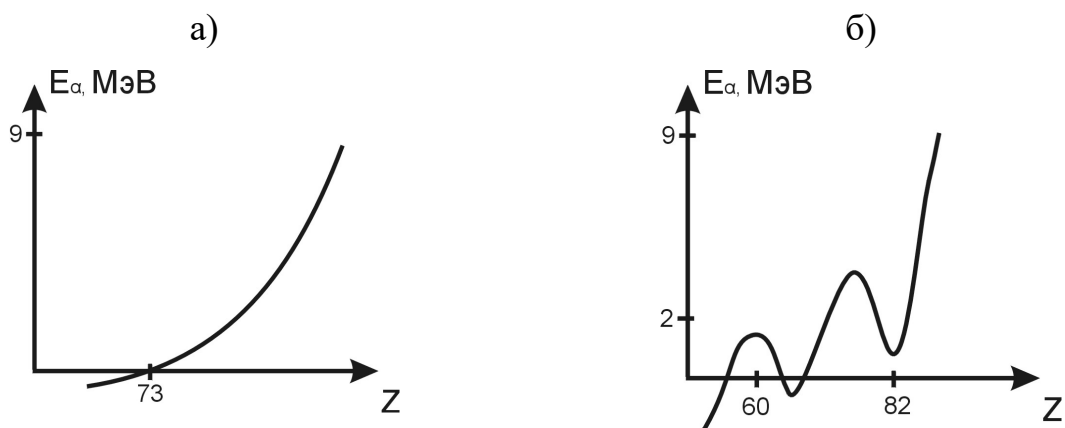


Рис. 2. Результаты расчета энергосвечения в реакции альфа-распада по формуле Вайцзеккера а), и аналогичные значения, полученные из дефекта масс б)

Как можно видеть из рис. 2а, капельная модель ядра предсказывает радиоактивность всех ядер, у которых $Z > 73$, а качественным объяснением альфа-распада будет баланс между поверхностной энергией и энергией кулоновского расталкивания протонов ядра. В действительности же альфа-радиоактивны ядра с $Z > 82$, а также несколько редкоземельных ядер ($Z \approx 60$). Причина такого расхождения заключается в неучёте капельной моделью магических чисел дочерних ядер, при которых наблюдается повышенная на несколько МэВ по сравнению с прогнозом формулы Вайцзеккера энергия связи, а также конечная точность оценки энергии связи по формуле Вайцзеккера, абсолютная погрешность такой оценки может достигать нескольких МэВ.

Распад вида:



становится возможным благодаря магическому числу нейтронов 82 в дочернем ядре ^{140}Ce , что соответствует пониженной среди соседних немагических ядер массе, а значит повышенному, согласно формуле (1.1.4), энергосвечению. Зависимость энергосвечения в альфа-распаде, полученная из экспериментально измеренного дефекта масс, показана на рис. 2б.

Альфа-распад – это двухчастичный процесс, в котором выполняются классические законы сохранения – энергии и импульса. Поверхностное рас-

смотрение этих законов сохранения приводит к выводу, что ядро получает импульс и энергию отдачи, при этом энергия отдачи составляет около 2% от энерговыделения в альфа-распаде:

$$\frac{mv^2}{2} + \frac{Mu^2}{2} = E_\alpha,$$

$$m\bar{v} + M\bar{u} = 0. \quad (1.1.7)$$

Энергия альфа-частицы в таком двухчастичном процессе должна принимать единственное значение, примерно равное 98% от энергетического выхода реакции. Эта энергия обусловлена разницей в энергии покоя (масс) конкретных ядер. На первый взгляд, спектр альфа-частиц должен состоять из одной единственной спектральной линии. В действительности, часто наблюдаются линии-спутники меньшей интенсивности, расположенные слева от основной (рис. 3). Эти линии составляют «тонкую структуру» альфа-спектров, а их наличие связано с тем, что ядро – это не точечный объект, а многочастичная квантовая система с дискретным спектром энергетических состояний. Подробнее появление тонкой структуры альфа-спектров будет рассмотрено ниже, в теории альфа-распада.

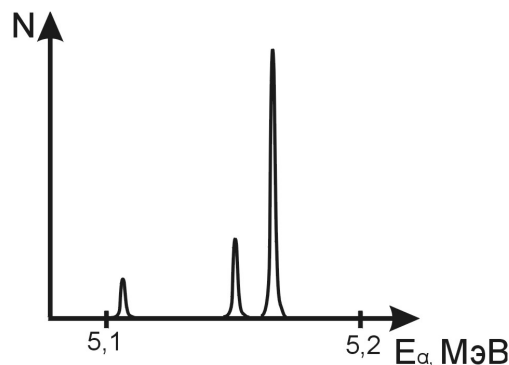


Рис. 3. Тонкая структура альфа-спектра ^{239}Pu

В некоторых случаях спектральные линии меньшей интенсивности появляются также справа от основного пика. Соответствующие альфа-частицы называются длиннопробежными. Возможны несколько механизмов появления длиннопробежных частиц. Во-первых, энергия отдачи дочернего ядра, величина

на порядка 100 кэВ, может превышать энергию, необходимую для перевода ядра в первое возбуждённое состояние, при этом дочернее ядро с высокой вероятностью образуется именно в возбуждённом состоянии. Такой случай реализуется, например, при альфа-распаде ядра ^{212}Bi . Во-вторых, короткоживущие альфа-радиоактивные ядра могут появляться как результат бета-распада, при этом они часто образуются в возбуждённом состоянии (см. работу «Бета-распад»). В результате, интенсивность спектральных линий тонкой структуры определяется заселенностью уровней энергии материнского ядра, т.е. закономерностями бета-распада. Такой случай возможен для того же ядра ^{212}Bi , для которого возможен также и бета-распад с последующим альфа-распадом дочернего ядра ^{212}Po . В-третьих, на вероятность распада ядра влияет величина орбитального момента альфа-радиоактивного ядра, для чего необходимо подробно рассмотреть теорию альфа-распада.

1.2. Теория Гамова

Первые попытки теоретического рассмотрения альфа-распада столкнулись со следующей трудностью. Рассмотрим процесс, обратный альфа-распаду, в котором мы пытаемся объединить дочернее ядро и альфа-частицу. Взяв оценку радиуса R тяжелого ядра $Z > 82$, равную 10 Фм, получаем, что альфа-частице для попадания в область действия ядерных сил необходимо преодолеть кулоновский потенциальный барьер высотой около 30 МэВ (рис. 4).

Причем для альфа-частицы с характерной для альфа-распада энергией 5 МэВ в лучшем случае удастся приблизиться к ядру на минимальное расстояние в 6 раз большее радиуса ядра, 60 фм. Тот же самый потенциальный барьер, обусловленный кулоновским и сильным взаимодействием, должен мешать альфа-частице покинуть ядро. В рамках классической физики процесс альфа-распада невозможен. Последовательную, хоть и упрощенную теорию альфа-распада удалось построить лишь в 20-е годы XX века, благодаря развитию идей квантовой механики. Качественно можно объяснить возможность альфа-

распада, опираясь на соотношение неопределённостей энергия-время. Интерпретируя неопределённость энергии альфа-частицы как случайную добавку к её кинетической энергии, можно представить себе процесс, в котором возникшая на короткое время флуктуация кинетической энергии альфа-частицы оказалась достаточной для преодоления за это время потенциального барьера. Такое преодоление частицей потенциального барьера носит название туннельного эффекта.

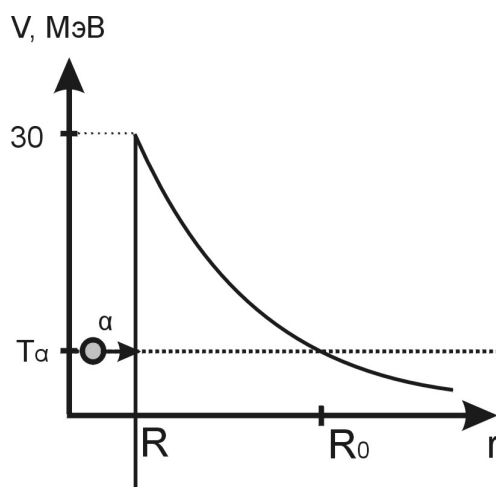


Рис. 4. Зависимость потенциальной энергии альфа-частицы от расстояния до центра ядра. Пунктирной линией показана кинетическая энергия альфа-частицы на бесконечном удалении от дочернего ядра

Рассмотрим квантовомеханическое описание туннельного эффекта для простейшего одномерного случая (рис. 5).

Рассматривая стационарное уравнение Шредингера для частицы, движущейся слева направо и проходящей через барьер толщиной d , можно записать (для областей 1,2,3):

$$\begin{aligned}
 1,3: & -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \psi = E \psi, \\
 2: & \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + V \right) \psi = E \psi.
 \end{aligned}
 \tag{1.2.1}$$

Решением для областей 1,3 будет одномерный аналог плоской волны вида:

$$\psi_1 = A_1 \exp(i\alpha x) + B_1 \exp(-i\alpha x),$$

$$\omega = \sqrt{2mE} / \hbar. \quad (1.2.2)$$

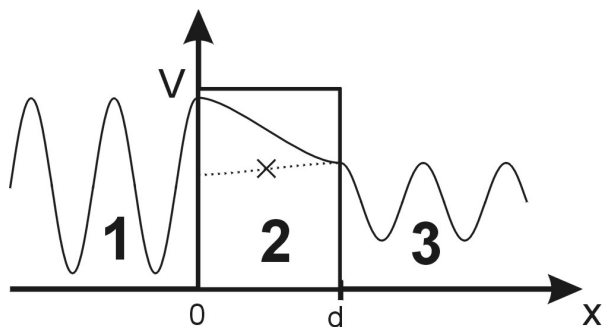


Рис. 5. Туннелирование частицы через одномерный потенциальный барьер. Комплексная волновая функция показана схематично с целью отразить волновые свойства частицы. Так будет выглядеть, например, вещественная часть волновой функции

Действуя на решение (1.2.2) оператором импульса, видим, что первое слагаемое соответствует частице, двигающейся слева направо, а второе – отражённой от барьера частице. Следовательно, в рамках поставленной задачи решением в области 3 будет:

$$\psi_3 = A_3 \exp(i\alpha x),$$

$$\omega = \sqrt{2mE} / \hbar, \quad (1.2.3)$$

поскольку отражённой частицы в области 3 нет.

Для области 2 решение примет качественно другой вид:

$$\psi_2 = A_2 \exp(\lambda x) + B_2 \exp(-\lambda x),$$

$$\lambda = \sqrt{2m(V - E)} / \hbar. \quad (1.2.4)$$

При этом экспоненциально убывающее слева направо слагаемое, так же, как и в случае 1, будет соответствовать частице, движущейся слева направо, а экспоненциально возрастающее – отражённой от правой границы потенциального

барьера частице. Подобная интерпретация, кроме аналогий с (1.2.2), опирается на экспериментальные закономерности туннельного эффекта, согласно которым амплитуда волновой функции, а значит и вероятность обнаружить частицу при движении вглубь барьера, должна убывать.

В нашем случае отражённой от правой границы барьера частицей можно пренебречь, ниже будет понятно почему.

Полное решение одномерной задачи туннелирования через прямоугольный потенциальный барьер можно найти в любом учебнике по квантовой механике. Кроме записи вида решений надо записать условия сшивки волновых функций на границах областей 1,2,3, которое заключается в равенстве значений волновых функций и их первых производных, что позволит определить соотношения между амплитудами волновых функций. В пренебрежении отраженной от правой границы барьера частицей этого делать не нужно, поскольку вид волновой функции в области 2,

$$\psi_2 = B_2 \exp(-\lambda x), \quad (1.2.5)$$

уже содержит соотношение вероятностей обнаружения частицы на левой и правой границе барьера, т.е. вероятность D частице преодолеть барьер:

$$D = \frac{|\psi(d)|^2}{|\psi(0)|^2} = \exp\left(-\frac{2\sqrt{2m(V-E)} \cdot d}{\hbar}\right). \quad (1.2.6)$$

Таким образом, вероятность подбарьерного, туннельного прохождения частицы убывает экспоненциально с толщиной барьера, что качественно объясняет закон Гейгера-Нетолла.

Для более детального рассмотрения необходимо усложнить задачу и учесть, во-первых, что ядро представляет собой 3-мерный объект, во-вторых, что форма потенциального барьера, преодолеваемого альфа-частицей, отличается от прямоугольного. Тогда, в общем случае, уравнение Шредингера, аналогичное (1.2.1), будет:

$$H\psi = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V(\vec{r}) \right] \psi = E_\alpha \psi, \quad (1.2.7)$$

где $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$. Значительно упростить задачу и довести её до аналитически решаемой можно ограничившись сферически симметричным случаем, т.е. полагая $V(\vec{r}) = V(r)$. Рассмотрим модель Гамова для альфа-распада. Согласно этой модели, альфа-частица существует как самостоятельный объект внутри протяжённого ядра. При этом её кинетическая энергия T внутри ядра, т.е. отсчитанная от дна потенциальной ямы ядра, может быть разложена на радиальную и угловую части:

$$T = \frac{mv^2}{2} = \frac{m}{2}(v_r^2 + v_\varphi^2) = T_r + T_\varphi. \quad (1.2.8)$$

Орбитальное движение квантовой частицы не может быть произвольным, значение орбитального момента L принимает дискретный ряд значений. При этом:

$$T_\varphi = \frac{mv_\varphi^2}{2} = \frac{m^2 v_\varphi^2 r^2}{2mr^2} = \frac{L^2}{2mr^2}. \quad (1.2.9)$$

Уравнение на собственные значения для оператора квадрата момента количества движения даёт следующий ряд возможных значений L^2 :

$$L^2 \psi = \hbar^2 l(l+1) \psi, \quad (1.2.10)$$

где l – орбитальное квантовое число.

То есть соответствующий орбитальному движению частицы вклад в гамильтониан можно представить как:

$$T_\varphi = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2}. \quad (1.2.11)$$

Для сферически симметричной стационарной задачи собственная волновая функция имеет вид:

$$\psi = U(r)Y_{lm}(\theta, \varphi). \quad (1.2.12)$$

То есть решение всегда может быть факторизовано, а угловая часть – это всегда сферические функции, неважно, решаем мы уравнение Шредингера для водородоподобного атома или рассматриваем альфа-распад ядра-сферы.

Таким образом, решение сферически-симметричной задачи сводится к отысканию $U(r)$. Введем обозначение $u(r)$:

$$\psi = \frac{u(r)}{r} Y_{lm}(\theta, \varphi). \quad (1.2.13)$$

Уравнение Шредингера примет вид:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_r + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2} + k \frac{Ze^2}{r} \right] \frac{u(r)}{r} Y_{lm}(\theta, \varphi) = E_\alpha \frac{u(r)}{r} Y_{lm}(\theta, \varphi), \quad (1.2.14)$$

где $\Delta_r = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right)$ – радиальная часть лапласиана в сферических координатах.

Как можно видеть, оператор в левой части уравнения (1.2.14) не содержит никаких действий над сферическими функциями, т.е. их можно сократить в обеих частях уравнения. Кроме того, наличие у частицы орбитального момента можно трактовать как эффективную добавку к потенциальной энергии частицы, немного изменяющую высоту и форму потенциального барьера (рис. 6). Наличие этой эффективной добавки качественно объясняет появление линий тонкой структуры. В дальнейшем мы будем рассматривать только случай $l = 0$, т.е.

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_r + k \frac{Ze^2}{r} \right] \frac{u(r)}{r} = E_\alpha \frac{u(r)}{r}. \quad (1.2.15)$$

Влияние эффективной добавки к потенциалу (1.2.11) можно учесть после решения уравнения (1.2.15) в виде относительной проницаемости барьера D_l , зависящей от величины уносимого орбитального момента l :

Таблица

Относительная проницаемость центробежного барьера для $Z = 90$,
 $T = 4.5 \text{ МэВ}$

l , квантовое число	0	1	2	3	4	5	6
D_l	1.00	0.84	0.60	0.36	0.18	0.078	0.028

Действие радиальной части лапласиана:

$$\Delta_r \left(\frac{u(r)}{r} \right) = \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} u = \frac{u''}{r}, \quad (1.2.16)$$

откуда получаем дифференциальное уравнение, аналогичное одномерному уравнению Шредингера (1.2.1):

$$-\frac{\hbar^2}{2m} u'' + k \frac{Ze^2}{r} u = E_\alpha u. \quad (1.2.17)$$

Отличие заключается в сложной форме потенциального барьера и в физическом смысле функции u . Физический смысл u можно установить, рассматривая вероятность нахождения альфа-частицы в шаровом слое $(r, r + dr)$:

$$\begin{aligned} dp &= dr \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi d\theta \left| \frac{u(r)}{r} Y_{lm}(\theta, \varphi) \right|^2 r^2 \sin \theta = \\ &= dr \frac{|u(r)|^2}{r^2} r^2 \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi d\theta |Y_{lm}(\theta, \varphi)|^2 \sin \theta = |u(r)|^2 dr. \end{aligned} \quad (1.2.18)$$

Здесь мы воспользовались свойством сферических функций:

$$\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi d\theta |Y_{lm}(\theta, \varphi)|^2 \sin \theta = 1. \quad (1.2.19)$$

То есть функцию u можно интерпретировать как амплитуду вероятности обнаружения альфа-частицы на расстоянии r от центра ядра.

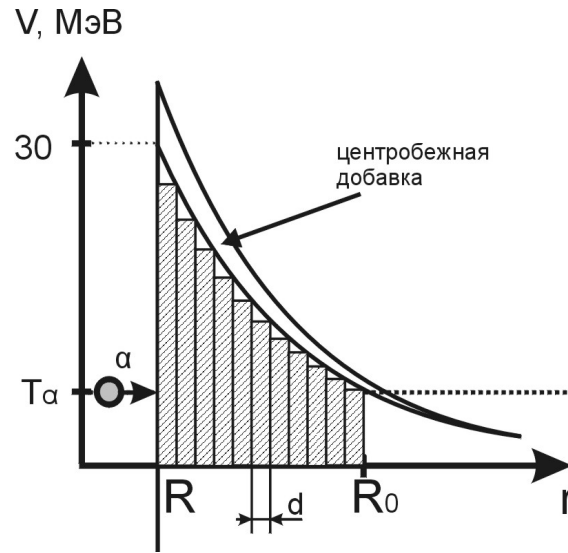


Рис. 6. К решению задачи о вероятности выхода альфа-частицы из ядра

Сведем задачу о туннелировании через барьер сложной формы к решенной задаче с прямоугольным потенциальным барьером, как показано на рис. 6. Представим барьер сложной формы как последовательность большого числа тонких прямоугольных барьеров толщиной d . При этом межбарьерные границы будут только в нашем воображении, что оправдывает пренебрежение отраженной от правой границы барьера частицей в (1.2.1). Пронумеровав каждый барьер слева направо $k = 1, 2, \dots$, получим для вероятности прохождения частицы:

$$D = \prod_k D_k = \exp\left(-\sum_k \frac{2\sqrt{2m(V(r_k) - T)}}{\hbar} d\right). \quad (1.2.20)$$

Откуда, осуществляя предельный переход $d \rightarrow 0$, получаем:

$$D = \exp\left(-\int_R^{R_0} \frac{2\sqrt{2m(V(r) - T)}}{\hbar} dr\right). \quad (1.2.21)$$

Для оценки интеграла I в показателе экспоненты выпишем:

$$V(r) = k \frac{2Ze^2}{r},$$

$$T = V(R_0) = k \frac{2Ze^2}{R_0}. \quad (1.2.22)$$

Тогда

$$\begin{aligned} I &= \int_R^{R_0} \frac{2\sqrt{2m(V(r)-T)}}{\hbar} dr = \frac{4\sqrt{mkZe^2}}{\hbar} \int_R^{R_0} \sqrt{\frac{1}{r} - \frac{1}{R_0}} dr = \\ &= \frac{4\sqrt{mkZe^2 R_0}}{\hbar} \int_R^{R_0} d\left(\frac{r}{R_0}\right) \sqrt{\frac{R_0}{r} - 1}. \end{aligned} \quad (1.2.23)$$

Введем безразмерную переменную $\tau = r/R_0$ и выразим R_0 через T :

$$\begin{aligned} I &= \frac{4\sqrt{mkZe^2 R_0}}{\hbar} \int_{R/R_0}^1 d\tau \sqrt{\frac{1}{\tau} - 1} = \frac{8\sqrt{2m}}{\hbar\sqrt{T}} kZe^2 \int_{R/R_0}^1 d\sqrt{\tau} \sqrt{1 - (\sqrt{\tau})^2} = \\ &= \frac{8\sqrt{2m}}{\hbar\sqrt{T}} kZe^2 \int_{\sqrt{R/R_0}}^1 d\beta \sqrt{1 - \beta^2}. \end{aligned} \quad (1.2.24)$$

Замечаем, что интеграл от безразмерной переменной имеет геометрический смысл площади под функцией, описывающей окружность единичного радиуса. Полагая, что $R \ll R_0$, получаем оценку для этого интеграла $\pi/4$. В результате для вероятности D получаем:

$$D = \exp\left(-\frac{2\pi kZe^2 \sqrt{2m}}{\hbar} \frac{1}{\sqrt{T}}\right). \quad (1.2.25)$$

Кроме коэффициента, описывающего прохождение через барьер, необходимо знать также частоту взаимодействий с этим барьером. Её можно оценить снизу следующим образом. Локализованная квантовая частица, совершающая финитное движение, не может покоиться. В простейшем случае прямоугольного потенциального ящика с бесконечно высокими стенками она обязана двигаться таким образом, чтобы на расстоянии между стенками ящика укладывалось целое число её волн де-Бройля. Иначе говоря, частица, с учетом её волновых свойств, должна образовывать стоячую волну. В случае с альфа-частицей роль потенциального ящика играет ядро радиуса R . Хорошо известно из квантовой механики, что частица в потенциальном ящике имеет дискретный набор

значений импульса. Это значит, что скорость тоже имеет дискретный набор значений, определяемых соотношением:

$$2R = n\lambda = \frac{nh}{p}, \quad (1.2.26)$$

где n – ряд целых положительных чисел. Минимальное возможное значение скорости:

$$v_{\min} = \frac{h}{2mR}. \quad (1.2.27)$$

Для расчета вероятности альфа-распада в единицу времени, т.е. для нахождения постоянной распада λ , необходимо вероятность прохождения в единичном акте взаимодействия умножить на число взаимодействий в единицу времени:

$$\lambda = D \frac{v}{2R} = \frac{h}{4mR^2} \exp\left(-\frac{\pi kZe^2 \sqrt{2m}}{\hbar} \frac{1}{\sqrt{T}}\right). \quad (1.2.28)$$

Логарифмируя это выражение, получаем:

$$\ln \lambda = -\frac{\pi kZe^2 \sqrt{2m}}{\hbar} \frac{1}{\sqrt{T}} + \ln\left(\frac{h}{4mR^2}\right) = \frac{A}{\sqrt{T}} + B. \quad (1.2.29)$$

Это результат теории Гамова для альфа-распада, аналог эмпирического закона Гейгера-Нетолла. Хотя теоретически полученное выражение (1.2.29) не сводится к (1.1.1), результат расчетов по двум этим формулам получается примерно одинаковым благодаря узости диапазона значений T . Кроме того, теоретическое выражение дает косвенный способ оценки радиуса альфа-радиоактивного ядра, что, наряду с масс-спектроскопическими измерениями, позволяло оценивать размеры ядер до появления ускорителей частиц.

Следует отметить два основных приближения теории Гамова, которые не позволяют ей описывать различное значение коэффициента B для различных радиоактивных рядов. Во-первых, это приближение сферического ядра, которое будет верным только для четно-четных ядер, имеющих нулевой квадрупольный момент, т.е. для уранового ряда. Актиниоурановый и ториевый ряды будут со-

держат ядра со значительным отклонением формы ядра от сферической, квадрупольные моменты некоторых тяжелых ядер могут достигать значения 23 барн. Во-вторых, модель Гамова предполагает альфа-частицу как уже существующую внутри ядра, в действительности же следует рассматривать конечную вероятность образования альфа-частицы.

1.3. Законы сохранения в альфа-распаде

Как уже отмечалось выше, альфа-распад происходит с выполнением классических законов сохранения энергии и импульса. Кроме этого, следует рассмотреть ещё один закон сохранения – момента количества движения, который, в свою очередь, связан с законом сохранения четности, имеющим квантовомеханическое происхождение.

Рассмотрим реакцию с образованием составного ядра:



Здесь звездочка означает ядро в возбуждённом состоянии. Как можно видеть, в результате этой реакции всегда получается ядро ${}^{18}_8O$ в возбужденном состоянии. Схема уровней энергии участвующих в реакции ядер и показана на рис. 7.

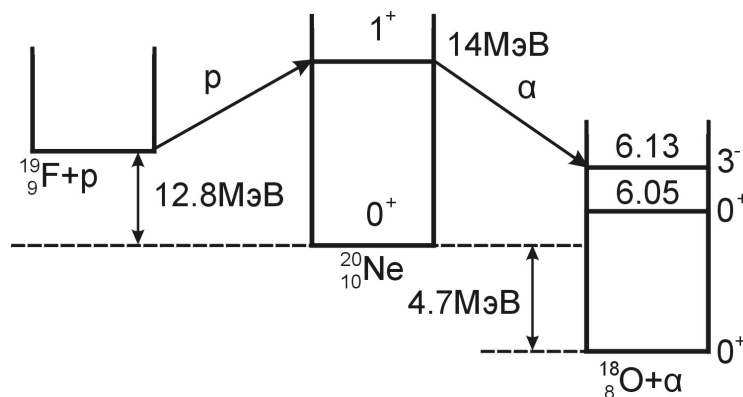


Рис. 7. Пример совместного действия законов сохранения момента количества движения и четности

Обозначив спины ядер ${}^{20}_{10}\text{Ne}^*$ и ${}^{18}_8\text{O}$ как J_{Ne} и J_O , а также спин альфа-частицы $J_\alpha = 0$ и её орбитальный момент относительно дочернего ядра ${}^{18}_8\text{O}$ как L , можно записать закон сохранения момента количества движения:

$$\bar{J}_{Ne} = \bar{J}_O + \bar{J}_\alpha + \bar{L}, \quad (1.3.2)$$

и закон сохранения четности:

$$P_{Ne} = P_O P_\alpha (-1)^L. \quad (1.3.3)$$

Напомним, что оператор четности P описывает преобразование $\bar{r} \rightarrow -\bar{r}$, при котором сферические функции меняют знак по правилу:

$$P Y_{lm}(\theta, \varphi) = (-1)^l Y_{lm}(\theta, \varphi). \quad (1.3.4)$$

То есть четность волновой функции альфа-частицы:

$$P = (-1)^L. \quad (1.3.5)$$

Используя правило сложения квантовомеханических векторов, получаем единственное возможное значение $L = 1$ при альфа-распаде в основное состояние ${}^{18}_8\text{O}$. Но в этом случае не выполняется закон сохранения четности:

$$+1 \neq (+1)(+1)(-1)^1. \quad (1.3.6)$$

По той же причине невозможен распад в первое возбужденное состояние ${}^{18}_8\text{O}$. Распад во второе возбужденное состояние с выполнением закона сохранения четности происходит при единственном значении $L = 3$ из трех возможных $L = 2, 3, 4$. Экспериментально установлено, что соотношение вероятностей переходов $1^+ \rightarrow 0^+$ и $1^+ \rightarrow 3^-$ не превышает 10^{-13} , что свидетельствует о выполнении закона сохранения четности в сильных взаимодействиях.

2. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

Альфа-частицы обладают небольшой проникающей способностью, в воздухе при нормальных условиях их длина пробега не превышает 10 см, в твердых телах – сотен микрон. Это свойство делает наиболее удобными для их регистрации полупроводниковые детекторы (ППД), поскольку в них проще всего обеспечить доступность рабочего вещества детектора для альфа-частиц.

По принципу работы ППД представляют собой твердотельные ионизационные камеры, в которых аналогом зарядовых пар электрон-ион выступают зарядовые пары электрон-дырка. Опишем вкратце основные положения и результаты зонной теории твердого тела, важные для понимания принципов работы ППД.

В отличие от одиночных атомов с дискретным набором уровней энергии, для связанных электронов и континуума состояний для свободных электронов, атомы, объединенные в кристаллической решетке, получают зонные аналоги для дискретных уровней и запрещенные состояния для некоторых значений импульса электронов. Связанные электроны атомов формируют валентную зону, внешние электроны атомов могут перестать быть локализованными и начинают свободно перемещаться по кристаллу. Качественно появление запрещенной зоны для «свободных» электронов объясняется интерференционными эффектами для волновой функции электрона при его движении в кристаллическом поле. Кристалл по отношению к электронам ведет себя подобно 3-мерной дифракционной решетке. Наличие зон вместо дискретных уровней энергии в валентной зоне объясняется возможностью электронам занимать образующиеся вакансии в соседних атомах, т.е. конечным временем жизни соответствующих электронных состояний. Благодаря этому вакансии в валентной зоне получают статус положительно заряженных квазичастиц – дырок, и имеют возможность перемещаться по кристаллу. Конечное время жизни вакансии в валентной зоне конкретного атома приводит к размытию энергетического уровня из-за соотношения неопределенностей Гейзенберга и формированию валентной зоны.

Ширина запрещенной зоны кремния при комнатной температуре равна 1.15 эВ. Наличие примесей в полупроводниках отражается на их зонной структуре в виде уровня, отстоящего на десятки миллиэлектронвольт от нижнего или верхнего края запрещенной зоны.

При попадании альфа-частицы в полупроводниковый кристалл образуется большое количество электрон-дырочных пар, причем их количество может быть оценено из условия, что на образование одной пары вне зависимости от энергии регистрируемой частицы расходуется в среднем *энергия ионизации* 3.66 эВ. Эта величина меньше аналогичных значений для газоразрядных и сцинтилляционных детекторов ~30 эВ и ~300 эВ соответственно, чем обусловлено высокое энергетическое разрешение ППД. Предельное энергетическое разрешение η (отношение ширины линии на половине её высоты к положению линии, либо в единицах энергии, либо в номерах каналов) определяется статистическими флуктуациями числа N рожденных зарядовых пар, пропорциональное \sqrt{N} . Действительно, полагая ионизацию от регистрации частицы с энергией E равной эквивалентной суммарной ионизации от одновременной регистрации двух частиц с энергией $E/2$ (число рожденных зарядовых пар $N/2$), получаем, что среднеквадратичные отклонения σ_E и $\sigma_{E/2}$ должны быть связаны соотношением:

$$\sigma_E^2 = \sigma_{E/2}^2 + \sigma_{E/2}^2 = 2\sigma_{E/2}^2. \quad (2.1)$$

Рассмотренный пример можно распространить на мысленный эксперимент с разбиением энергии регистрируемой частицы на сколь угодно большое число частей. Такой приём позволяет применить центральную предельную теорему теории вероятностей и показывает, что дисперсия числа образованных зарядовых пар пропорциональна N , а форма идеальной спектральной линии описывается нормальным распределением или функцией Гаусса.

Энергетическое разрешение может быть выражено:

$$\eta = \frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta N}{N} = \frac{F\sqrt{N}}{N} = \frac{F}{\sqrt{N}}. \quad (2.2)$$

Здесь F - фактор Фано, коэффициент порядка единицы, впервые введённый Фано при детальном рассмотрении статистических флуктуаций числа рожденных ионизирующим излучением зарядовых пар в газоразрядных детекторах. Для кремния теоретическое значение $F = 0.115$. Фактор Фано вместе с энергией ионизации определяет предельно достижимое на данном типе детекторов энергетическое разрешение. Для газоразрядных детекторов типичное значение $F = 0.2$. Чисто пуассоновскому процессу соответствует $F = 1$.

Действительное разрешение может быть ухудшено многими факторами, в основном качеством исполнения детектора, его источника питания и шумами предусилителя. В случае с детектированием альфа-частиц важную роль также играет конечная толщина входного окна, так называемая мертвая область детектора, в котором альфа-частицы случайным образом теряют свою энергию.

Для обеспечения эффективного сбора образовавшегося в результате ионизации заряда необходимо, чтобы время сбора было много меньше времени жизни свободных носителей. Конечное время жизни свободных носителей обусловлено стремлением к термодинамическому равновесию, в процессе которого избыточная энергия зарядовых пар переходит в тепловую энергию кристаллической решётки. Кроме того, необходимо, чтобы по возможности не было других носителей заряда, не связанных с регистрацией ионизирующего излучения. По этим причинам в рабочей области ППД должна быть создана высокая напряжённость электрического поля и кристалл должен быть беспримесным. Кремний сверхвысокой чистоты, применяемый для создания устройств микроэлектроники, характеризуется количеством примесей $10^{-7}..10^{-8}$ ат.%, что соответствует появлению паразитных носителей заряда порядка $10^{11}..10^{12}$ в детекторе с рабочим объемом $10 \times 10 \times 1$ мм. Регистрация альфа-частицы с энергией 5 МэВ приводит к появлению порядка 10^6 зарядовых пар. Такое соотношение делает регистрацию частиц с помощью монокристалла полупроводника технически трудной задачей. По этой причине эквивалент сверхвысокочистого полупроводника создаётся с помощью р-п перехода.

В приведённых в соприкосновение областях p и n полупроводника начинается перераспределение заряда, электроны стремятся скомпенсировать заряд дырок в p-области и наоборот, дырки диффундируют в n-область. В результате p-область оказывается отрицательно заряженной, n-область положительно, а в области перехода возникает электрическое поле, препятствующее диффузии носителей заряда. Процесс заканчивается выравниванием уровней Ферми двух «ящиков» с электронным газом, т.е. возникает контактная разность потенциалов порядка 1 В, при которой p-n переход находится в термодинамическом равновесии. В месте контакта образуется тонкий слой, обеднённый носителями заряда, поскольку они сепарируются контактным полем. Приложение к n-области положительного, а к p-области отрицательного потенциала приводит к увеличению контактного поля и к росту обедненной носителями области. Начиная с некоторого предельного обратного смещения наступает лавинообразное размножение рождённых в результате тепловых флуктуаций носителей заряда (лавинный пробой), что приводит к лавинообразному росту тока через p-n переход и, в случае непринятия мер по его ограничению, тепловое разрушение p-n перехода. Работа обратносмещённого p-n перехода при напряжениях до пробойного (обычно несколько десятков или сотен вольт) позволяет достичь толщин обеднённой области порядка 1 мм.

Наиболее просто детекторы, применяемые для детектирования альфа-частиц, могут быть выполнены на базе кремния созданием тонкого слоя n-типа на поверхности полупроводникового кристалла p-типа проводимости. Для этого диффузионным способом вводится донорная примесь, например, фосфор, в количестве с избытком, компенсирующим вклад дырочной проводимости кристалла-подложки.

3. ВОПРОСЫ ДЛЯ САМОПОДГОТОВКИ

1. Почему альфа-распад встречается в природе только для тяжелых ядер?
2. Почему испускается альфа-частица, а не ядро дейтерия, например?
3. Максимальным энергиям альфа-частиц соответствуют долгоживущие или короткоживущие ядра?
4. Чем объясняется существование небольшого числа альфа-радиоактивных ядер среди редкоземельных элементов?
5. Какой квантовомеханический эффект лежит в основе альфа-распада?
6. Оцените размер области, в которой альфа-частица находится в подбарьерном состоянии, и сравните его с размером ядра.
7. Оцените долю энергии связи ядра, приходящуюся на альфа-частицы, если считать ядро состоящим целиком из альфа-частиц.
8. Выделите ключевые, на Ваш взгляд, элементы теории Гамова и укажите, чем теория пренебрегает.
9. Сводится ли результат модели Гамова к эмпирическому закону Гейгера-Нетолла?
10. Выполняются ли в альфа-распаде классические законы сохранения и закон сохранения четности?
11. Почему полупроводниковые детекторы выгодны для использования в альфа-спектроскопии?
12. Что такое энергетическое разрешение спектрометра и чем оно определяется?
13. Опишите процессы, происходящие в полупроводниковом детекторе на базе p-n перехода при регистрации ионизирующей частицы.
14. Для чего требовалось вакуумирование камеры спектрометра?

СПРАВОЧНЫЕ И ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

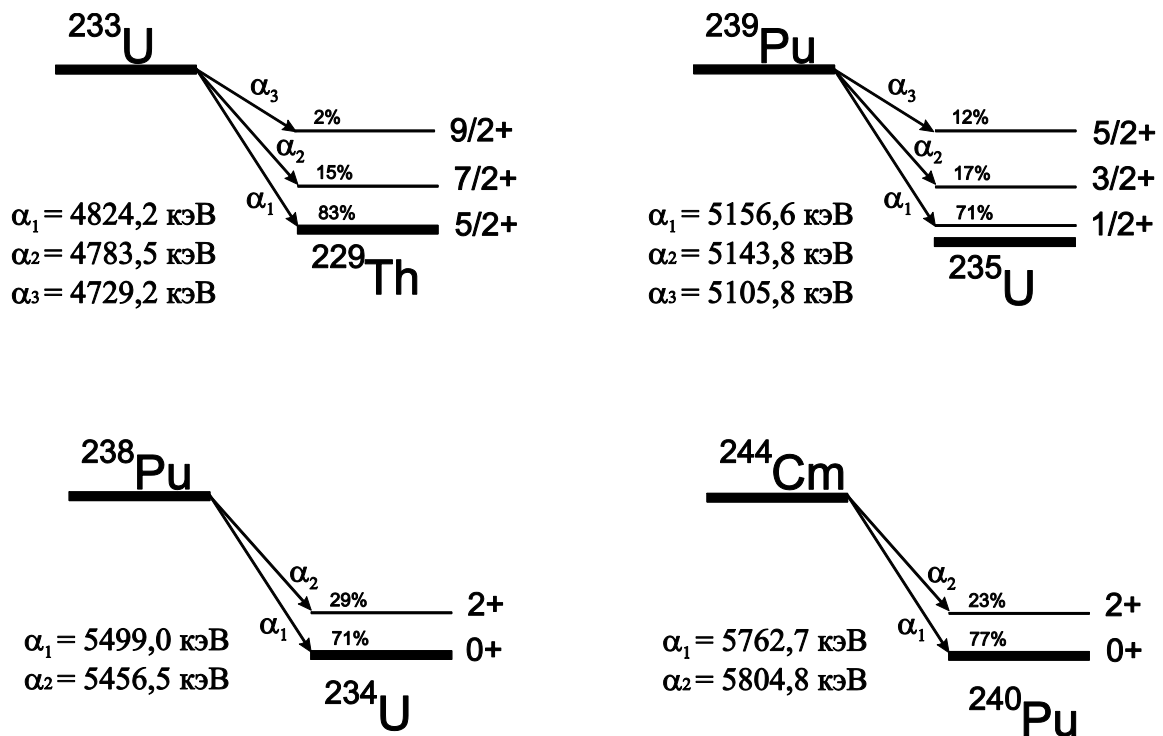


Рис. 8. Схемы распада некоторых нуклидов

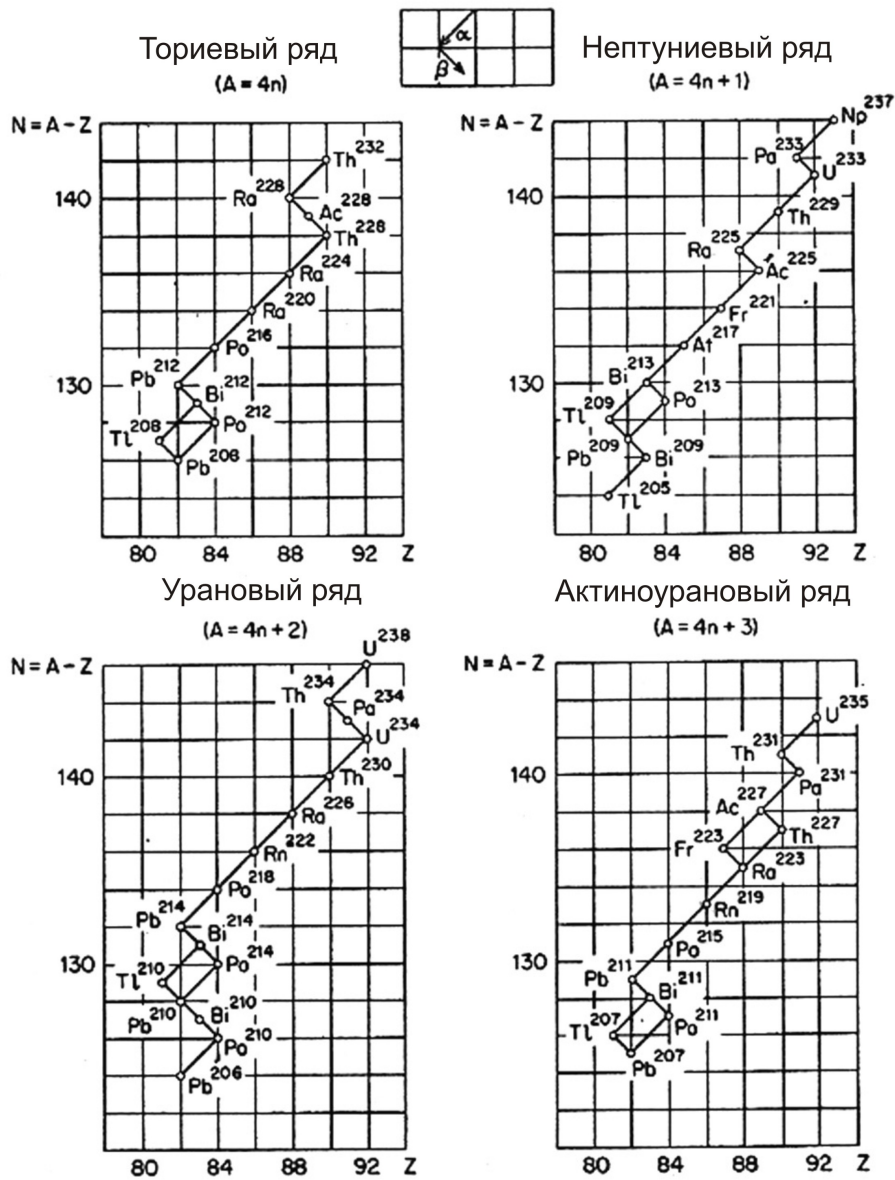


Рис. 9. Радиоактивные цепочки (ряды).
Нептуниевый ряд не встречается в природе

Энергии α -частиц некоторых нуклидов

E_α , Мэв	Нуклид
1.83	Nd-144
2.14	Gd-152
2.23	Sm-147
2.46	Sm-146
2.50	Hf-174
2.73	Gd-150
3.18	Gd-148
3.18	Pt-190
3.957	Th-232
4.016	Th-232
4.15	U-238
4.196	U-238
4.367	U-235
4.397	U-235
4.416	U-235
4.445	U-236
4.494	U-236
4.557	U-235
4.568	Bi-210m
4.598	U-235
4.602	Ra-226
4.621	Th-230
4.688	Th-230
4.723	U-234
4.737	Pa-231
4.765	Np-237
4.770	Np-237
4.774	U-234
4.783	U-233
4.785	Ra-226
4.787	Np-237
4.811	Th-229
4.824	U-233
4.845	Th-229
4.856	Pu-242
4.896	Pu-241
4.901	Th-229
4.901	Pu-242
4.91	Bi-210m
4.95	Ac-227
4.951	Pa-231
4.946	Bi-210m
4.967	Th-229
5.012	Pa-231
5.053	Th-229
5.058	Pa-231
5.105	Pu-239
5.123	Pu-240
5.143	Pu-239
5.156	Pu-239
5.159	Pu-240
5.234	Am-243
5.264	U-232

E_α , Мэв	Нуклид
5.276	Am-243
5.305	Po-210
5.307	Cm-245
5.321	U-232
5.343	Cm-246
5.343	Th-228
5.360	Cm-245
5.386	Cm-246
5.42	Bk-249
5.423	Th-228
5.443	Am-241
5.447	Ra-224
5.448	Bi-214
5.454	Pu-238
5.486	Am-241
5.490	Rn-222
5.499	Pu-238
5.512	Bi-214
5.53	Bk-247
5.540	Ra-223
5.608	Ra-223
5.677	Cf-251
5.688	Bk-247
5.686	Ra-224
5.709	Th-227
5.717	Ra-223
5.732	Ac-225
5.741	Cm-243
5.748	Ra-223
5.757	Th-227
5.762	Cm-244
5.785	Cm-243
5.794	Ac-225
5.806	Cm-244
5.812	Cf-249
5.818	U-230
5.830	Ac-225
5.852	Cf-251
5.868	At-211
5.889	U-230
5.978	Th-227
5.989	Cf-250
5.992	Cm-243
6.002	Po-218
6.031	Cf-250
6.038	Th-227
6.051	Bi-212
6.056	Cm-243
6.069	Cm-242
6.076	Cf-252
6.090	Bi-212
6.113	Cm-242
6.118	Cf-252

E_α , Мэв	Нуклид
6.126	Fr-221
6.225	Th-226
6.278	Bi-211
6.28	At-219
6.288	Rn-220
6.34	Th-226
6.340	Fr-221
6.424	Rn-219
6.439	Es-254
6.551	Rn-219
6.56	Ra-222
6.622	Bi-211
6.63	Es-253
6.65	At-218
6.70	At-218
6.777	Po-216
6.818	Rn-219
7.022	Fm-255
7.07	At-217
7.14	Rn-218
7.145	Fm-254
7.200	Fm-254
7.28	Po-211m
7.384	Po-215
7.448	Po-211
7.687	Po-214
8.377	Po-213
8.785	Po-212
8.88	Po-211m
11.65	Po-212m

Примечание: буквой “m” в названии радиоактивного изотопа, например, Bi-210m, обозначены ядра-изомеры.

ЛИТЕРАТУРА

1. Капитонов И.М. Введение в физику ядра и частиц. М. : УРСС, 2004. 383 с.
2. Мухин К.Н. Введение в ядерную физику. М. : Атомиздат, 1965. 613 с.
3. Колпаков П.Е. Основы ядерной физики. М. : Просвещение, 1969. 287 с.
4. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Орлин В.Н. Модели атомных ядер. М. : Изд. МГУ, 1997. 211 с.
5. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. М. : Наука, 1980. 783 с.
6. Particles and Nuclei / В. Povh [at al.]. Springer, 2006. 391 p.
7. Fano U. Ionization yield of radiations. II. The fluctuations of the number of ions // Phys. Rev. 1947. V. 72. № 1. P. 26–29.