

Если ε_α — энергия α -частицы, то

$$E_{\text{расп}} = \varepsilon_\alpha \frac{A}{A-4},$$

где A — массовое число материнского ядра. В следующих параграфах мы рассмотрим основы теории α -распада и деления тяжелых ядер.

§ 28. Теория альфа-распада

Первая теория α -распада была создана в 1928 г. Гамовым [5] и Герни и Кондоном [6].

α -частицы, вылетающие при α -распаде тяжелых атомных ядер, не существуют в них до распада, а создаются в самом процессе распада. Теории, развитые в [5, 6], обходили вопрос об образовании α -частицы в материнском ядре. В них рассматривалась система, состоящая из дочернего ядра (заряда Ze) и α -частицы. Потенциальная энергия взаимодействия между ними выбиралась в виде

$$V(r) = \begin{cases} \frac{2Ze^2}{r}, & \text{если } r > d; \\ -V_0, & \text{если } r \leq d; \end{cases} \quad (28,1)$$

Волновая функция относительного движения дочернего ядра и α -частицы, соответствующая орбитальному моменту $\hbar l$, записывается в виде

$$\phi_{E,l}(r) = \frac{u(r)}{r} Y_{lm}(\theta, \varphi), \quad (28,2)$$

где радиальная функция $u(r)$ удовлетворяет уравнению

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} + V(r) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} - E \right) u(r) = 0; \quad (28,3)$$

здесь μ — приведенная масса α -частицы и дочернего ядра; член $\frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2}$ является малой добавкой к основной энергии взаимодействия $V(r)$; поэтому обычно в элементарной теории этот член не учитывается. Опуская $\frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2}$ в уравнении (28,3), мы исключаем возможность рассмотрения зависимости вероятности α -распада от момента, уносимого α -частицей. Для исследования этой зависимости необходимо учесть не только этот член, но и несферичность ядер, подверженных α -распаду (см. ниже).

Решение уравнения (28,3) в работе Гамова [5] выполнялось приближенным квазиклассическим методом. Зексль [7] и Престон [8] решали уравнение (28,3) путем сшивания решений для областей $r > d$ и $r < d$. Поскольку уравнение (28,3) соответствует очень грубой модели α -распада, не учитывающей несферическую форму ядра и использующей упрощенное представление о потенциале в области $r < d$, попытки его точного решения мало оправданы. Для выяснения

зависимости вероятности α -распада от энергии α -частицы достаточно в квазиклассическом приближении вычислить вероятность прохождения α -частицы через потенциальный барьер. Как известно из курса квантовой механики, проницаемость барьера в квазиклассическом приближении описывается формулой

$$P = \exp \left\{ -\frac{2}{\hbar} \int_{r_1}^{r_2} \sqrt{2\mu [V(r) - E]} dr \right\}, \quad (28,4)$$

где r_1 и r_2 — точки поворота, определяемые из условия

$$V(r_1) = V(r_2) = E, \quad r_2 > r_1.$$

При выборе потенциала в форме (28,1) $r_1 = d$, $r_2 = \frac{2Ze^2}{E}$. Подставляя эти значения в (28,4) и производя интегрирование с учетом (28,1), получим:

$$P = \exp \left\{ -\frac{4Ze^2}{\hbar v} (\pi - 2\varphi_0 - \sin 2\varphi_0) \right\}, \quad (28,5)$$

где $v = \sqrt{\frac{2E}{\mu}}$ — скорость α -частицы, $\sin \varphi_0 = \left(\frac{Ed}{2Ze^2} \right)^{1/2}$.

Вероятность α -распада в секунду (λ) определяется произведением проницаемости барьера (28,5) на вероятность γ распада без барьера:

$$\lambda = \gamma P. \quad (28,6)$$

Наибольшие трудности вызывает вычисление предэкспоненциального множителя γ в (28,6), определяющего вероятность α -распада в отсутствие барьера. Этот множитель должен учитывать вероятность образования α -частицы внутри ядра, скорость ее движения и другие величины, характеризующие внутренние свойства ядра. В первых работах Гамова γ интерпретировалось как «частота», с которой α -частица удаляется от «границы» ядра, т. е. полагалось, что $\gamma = \frac{v}{2d}$, где v — скорость α -частицы внутри ядра.

Л. Д. Ландау [9, 10] оценил предэкспоненциальный множитель, исходя только из плотности ядерных уровней всего ядра. Поведение α -частицы внутри ядра не рассматривалось. Величина γ приравнивается $D/(2\pi\hbar)$, т. е. частоте осциллятора, имеющего расстояние между уровнями такое же, как и расстояние (D) между уровнями в ядре в рассматриваемом интервале энергий. При этом формула, определяющая постоянную α -распада, принимает вид

$$\lambda = \frac{D}{2\pi\hbar} \exp \left\{ -\frac{4e^2Z}{\hbar v} (\pi - 2\varphi_0 - \sin 2\varphi_0) \right\}. \quad (28,7)$$

В некоторых работах (см., например, [11]) учитывалось влияние электронной оболочки на α -распад. Электроны атома несколько снижают барьер для α -частицы, кроме того, при α -распаде происходит перестройка

электронной оболочки из-за уменьшения заряда ядра на две единицы. Как показано в этих работах, учет влияния атомных электронов приводит к тому, что в формулу (28,7) вместо энергии α -частицы E нужно подставлять выражение

$$E + \{73 Z^{1/3} + 65 Z^{2/3}\} (\text{эВ}).$$

Недавно Эрма [12] вновь исследовал влияние электронов атома на проницаемость кулоновского барьера. Используя статистическую модель Томаса — Ферми для определения поля электронов, Эрма показал, что электроны атома уменьшают период полураспада α -активных ядер. Этот эффект особенно значителен для случая α -переходов с малой энергией. В таблице 18 приведены отношения несправленного на влияние электронов атома периода полураспада τ к исправленному (τ^*) для нескольких ядер.

Т а б л и ц а 18. Влияние электронов атома на вероятность α -распада

Материнское ядро	Энергия α -частицы, Мэв	τ/τ^*
Rn ²²²	5,486	1,55
Po ²¹²	8,776	1,22
Sm ¹⁴⁷	2,14	2,60

Взяв логарифм от обеих частей равенства (28,7) и полагая, что $(2\varphi_0 - \sin 2\varphi_0)$ слабо зависит от энергии, можно получить приближенное соотношение

$$\ln \lambda = C - \frac{B}{\sqrt{E}}, \quad (28,8)$$

известное под названием *закона Гейгера — Неттола*.

Соотношение (28,8) удовлетворительно описывает экспериментальные данные, если принять значения для C и B [13], указанные в таблице 19, и энергию α -частицы выражать в Мэв.

Т а б л и ц а 19

Z	C	B
84	50,15	128,8
90	51,94	139,4
98	54,40	154,7

Энергия α -частиц для изотопов одного и того же элемента уменьшается с ростом числа нейтронов. Эта закономерность хорошо иллю-

стрируется рис. 26, на котором изображена зависимость энергии α -частиц от массового числа [14]. Сплошными линиями соединены точки, относящиеся к одинаковому заряду ядра. В области $A=211$ наблюдается резкий скачок в зависимости энергии α -частицы от массового числа изотопа данного элемента. Этот скачок связан с заполнением

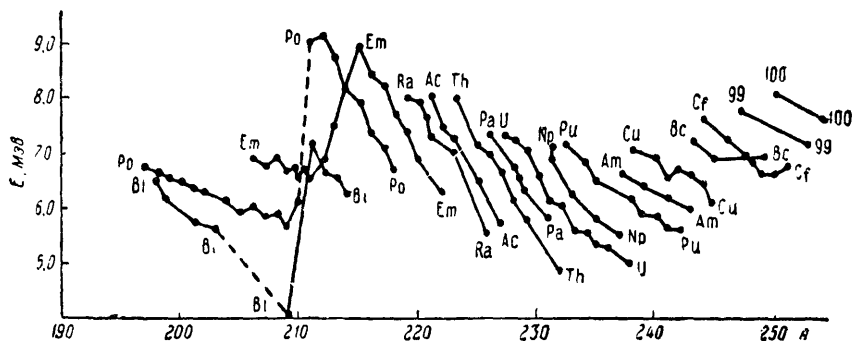


Рис. 26. Зависимость энергии α -распада от массового числа ядра.

оболочки, содержащей 126 нейтронов. В работе [15] отмечается также резкий излом кривой аналогичной зависимости для ядер с зарядами $Z=98, 99$ и 100 в области чисел нейтронов $N=152$, что может служить указанием на существование подоболочки с числом нейтронов, равным 152.

Как уже указывалось, вероятность α -распада очень сильно зависит от энергии, уносимой α -частицей. Обычно (а для четно-четных ядер всегда) наиболее вероятен переход из основного состояния материнского ядра в основное состояние дочернего ядра. Переходы на возбужденные состояния дочернего ядра осуществляются с заметной вероятностью только тогда, когда эти возбужденные состояния отстоят от основного не больше чем на $200\text{—}300$ кэВ. В случае четно-четных α -активных ядер к таким возбуждениям относятся вращательные состояния с последовательностью спинов $0, 2, 4, 6, \dots$ одинаковой четности. Характерным примером тонкой структуры энергетического спектра α -частиц является измеренный в работе Л. Гольдмана, Г. Новиковой и Е. Третьякова [16] α -спектр Pu^{240} в области 5 МэВ, изображенный на рис. 27. В настоящее время изучены α -распады на основной и первые два возбужденных уровня ряда дочерних четно-четных ядер ($\text{U}^{2:0}, \text{U}^{2:2}, \text{U}^{2:4}, \text{Pu}^{2:8}, \text{Pu}^{2:40}, \text{Cm}^{2:42}$). Во всех этих случаях наиболее вероятным является переход на основной уровень; переходу на первый возбужденный уровень соответствует примерно $20\text{—}25\%$ от всех переходов, переходу на второй возбужденный уровень — $0,1\text{—}1\%$. Переходы на третий вращательный уровень этих ядер наблюдать еще не удавалось [17].

Все α -активные ядра значительно отклоняются от сферической формы; об этом свидетельствует хорошо выраженный вращательный характер нижних возбужденных состояний этих ядер. Однуклонные состояния в таких ядрах определяются проекцией Ω_p полного момента нуклона на аксиальную ось симметрии ядра (см. § 17). Пары нуклонов, имеющие равные по абсолютной величине и противоположные по знаку значения Ω_p , сильно взаимодействуют между собой. В основном состоянии спин четно-четного ядра равен $J=K=\sum_p \Omega_p=0$. Спин основного состояния нечетного ядра равен значению Ω_p последнего нечетного нуклона. α -частица образуется из двух пар нуклонов, имеющих равные $|\Omega_p|$, поэтому при α -распаде значение K не должно меняться. Таким образом, из-за аксиальной симметрии ядра явление α -распада характеризуется дополнительным приближенным правилом отбора: $\Delta K=0$. При α -распаде четно-четных ядер в основном состоянии материнского ядра $J=K=0$. Дочернее ядро может образоваться в состояниях, соответствующих ротационной полосе с $K=0$. В этом случае все переходы на уровни этой полосы удовлетворяют правилу отбора $\Delta K=0$. Переход в основное состояние является энергетически наиболее выгодным и происходит с наибольшей вероятностью. α -распад нечетных ядер также происходит с наибольшей вероятностью при выполнении правила отбора $\Delta K=0$.

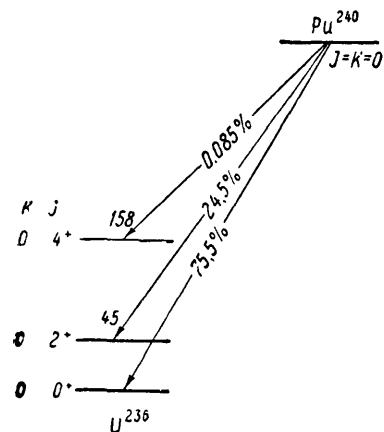


Рис. 27. Схема α -распада Pu^{240} (энергия в кэВ).

В связи с тем, что все уровни ядра, принадлежащие одной и той же вращательной полосе, имеют одинаковую четность, на момент количества движения, уносимый α -частицами при α -распаде ядра, накладываются некоторые ограничения. При переходе из основного состояния материнского ядра на уровни одной ротационной полосы дочернего ядра должны испускаться α -частицы либо только с четным l , если четности дочернего и материнского ядер совпадают, либо только с нечетными l , когда четности материнского и дочернего ядер различны.

Если при α -распаде нечетных ядер спины и четности основных состояний материнского и дочернего ядер совпадают (как в случае четно-четных ядер), то наиболее интенсивный переход происходит на основной уровень дочернего ядра так же, как в четно-четных ядрах. Примером такого типа переходов является α -распад: $U^{233} \rightarrow Th^{229} + \alpha$. Основные состояния U^{233} и Th^{229} имеют спин $J=K=5/2$ и положительную четность. На рис. 28 приведена схема

Если при α -распаде нечетных ядер спины и четности основных состояний материнского и дочернего ядер совпадают (как в случае четно-четных ядер), то наиболее интенсивный переход происходит на основной уровень дочернего ядра так же, как в четно-четных ядрах. Примером такого типа переходов является α -распад: $U^{233} \rightarrow Th^{229} + \alpha$. Основные состояния U^{233} и Th^{229} имеют спин $J=K=5/2$ и положительную четность. На рис. 28 приведена схема

распада U^{233} (данные взяты из работ [13, 17]). На том же рисунке изображена схема распада Am^{241} . В этом случае наиболее интенсивный переход происходит на уровень ядра Np^{237} , имеющий тот же спин и четность, что и основной уровень ядра Am^{241} , хотя этот уровень и является вторым возбужденным уровнем ядра Np^{237} . Переходы на основной и первый возбужденный уровни ядра Np^{237} очень мало вероятны (они составляют только $0,5\%$ от всех остальных переходов). Эти

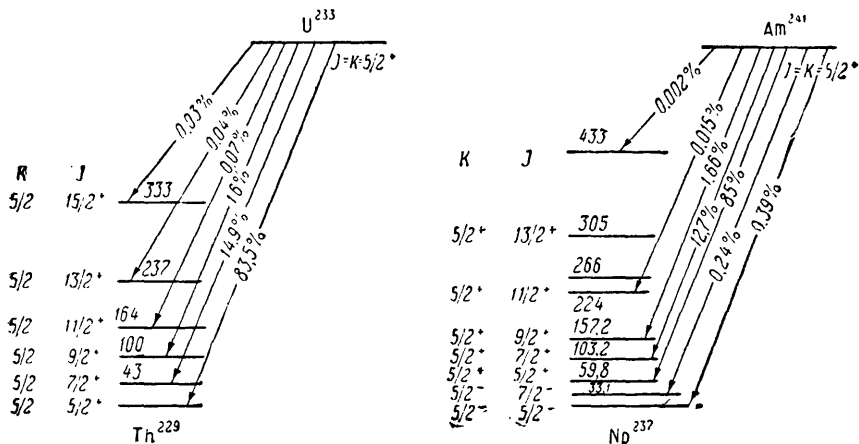


Рис. 28. Схемы α -распада нечетных ядер (энергия в $кэВ$).

уровни дочернего ядра имеют четность, противоположную четности материнского ядра. Второй особенностью α -распада Am^{241} является то, что переход не происходит на возбужденные уровни 266 и 433 $кэВ$ ядра Np^{237} , которые не входят в ротационную полосу возбужденных состояний, начинающуюся с возбужденного уровня 59,8 $кэВ$.

Переходы без изменения спина $\Delta K=0$ и четности относятся к наиболее вероятным переходам при α -распаде данного ядра. Такие переходы называют *облегченными переходами*. При распаде ядра Ra^{231} облегченный переход соответствует переходу на сравнительно высоко-расположенный 6-й возбужденный уровень дочернего ядра Ac^{227} с энергией, равной 328 $кэВ$.

Переходы, сопровождающиеся изменением четности, по-видимому, связаны со значительной перестройкой ядра, поэтому они соответствуют малым вероятностям.

В настоящее время уже сделано несколько попыток теоретического объяснения указанных выше закономерностей.

Для вероятности α -распада на различные вращательные уровни дочернего ядра Л. Д. Ландау [18] предложил следующую формулу:

$$P = c(2J + 1) \exp \{ -\alpha J(J + 1) \}. \quad (28,9)$$

При выводе формулы (28,9) учитывалось, что прозрачность кулоновского барьера будет наибольшая в областях, лежащих на оси симметрии ядра, имеющих наибольшую кривизну.

Вероятность возбуждения ротационных состояний дочернего ядра при α -распаде четно-четного ядра вычислялась также в работах В. Г. Носова [19], В. М. Струтинского [20], Размуссена и Сегала [21], Адельсон-Вельского, Бирзгала, Пилия, Гольдина и Тер-Мартirosяна [22]. Во всех этих работах исследовалось уравнение Шредингера для движения частицы вне ядра при дополнительном предположении, что на поверхности ядра волновая функция имеет постоянное значение. Из-за несферической формы ядра радиальные волновые функции, соответствующие разным орбитальным моментам, сильно связаны между собой. Это значительно усложняет расчеты и приводит к необходимости пользоваться численными методами [21, 22]. В связи с тем, что в указанных выше теориях не исследуется процесс образования α -частицы в ядре, они не в состоянии объяснить особенности α -распада, связанные с внутренней структурой ядра. Так, эти теории не могут объяснить наблюдаемого экспериментально [23] резкого изменения вероятности перехода на второй возбужденный уровень ($J=4^+$) от массового числа. Согласно экспериментальным данным возбуждение уровня с $J=4^+$ при α -распаде менее вероятно, чем переход на основной уровень, примерно до 10 раз для Th, примерно в 10 раз для U, примерно в 80 раз для Pu и примерно в 400 раз для Cm.

Для качественного объяснения этой зависимости высказывалось предположение [24], что образование α -частицы не равновероятно во всех точках поверхности ядра, а происходит чаще в тех местах поверхности ядра, где волновые функции наименее связанных с ядром пары нейтронов и протонов имеют максимальное значение. Положение этих максимумов сильно зависит от степени заполнения нуклонных оболочек. Испускание α -частиц с моментом $\hbar l$ зависит от положения узлов полиномов Лежандра l -й степени, которые входят в выражения их волновых функций. Если узлы этих полиномов совпадают с максимумами вероятности образования α -частиц, то испускание частиц с моментом количества движения $\hbar l$ будет очень мало вероятно.

Указанные выше теории также не объясняют практически одинаковой вероятности α -распада U^{233} с возбуждением вращательных уровней ядра Th^{229} со значениями спинов $11/2, 13/2, 15/2$.

Еще более сложной является теория относительной интенсивности α -частиц, соответствующих переходам на возбужденные уровни нечетных ядер. Переход с уровня J_0 материнского ядра на уровень J дочернего ядра может сопровождаться вылетом α -частиц с моментами $\hbar l$, где

$$|J_0 - J| \leq l \leq J_0 + J.$$

Вероятность α -распада материнского ядра со спином J_0 на вращательный уровень J дочернего ядра вычислялась в работе О. Бора, Фремана

и Моттельсона [13]:

$$P = P_0(ZE) \sum_{l=|J_0-J|}^{J+J_0} C_l |(J_0 J_0 0 | J J_0)|^2, \quad (28,10)$$

где

$$\ln P_0(ZE) = C(Z) - \frac{D(Z)}{\sqrt{E}};$$

$C(Z)$ и $D(Z)$ — параметры, слабо зависящие от Z . Они протабулированы в работе [13]. Коэффициенты C_l определяют вероятность испускания α -частицы с моментом $\hbar l$. Эти коэффициенты следует рассматривать как параметры теории. Однако формула (28,10) не в состоянии объяснить особенностей распределения α -частиц по энергии (тонкую структуру α -спектров) нечетных ядер. Другая формула, содержащая не один, как (28,10), а два α_1 и α_2 эмпирических параметра, была предложена К. А. Тер-Мартirosяном [17]

$$P = C \sum_{l=|J-J_0|}^{J+J_0} |(J_0 J_0 0 | J J_0)|^2 (2l+1) \exp \{ -\alpha_1 J(J+1) - \alpha_2 l(l+1) \}. \quad (28,11)$$

В обзоре Л. Гольдина, Л. Пекера и Г. Новиковой [17] отмечается, что для некоторых ядер формула (28,11) дает удовлетворительное согласие с экспериментом; для других же ядер такого согласия получить нельзя ни при каком выборе параметров α_1 и α_2 .

Итак, теория α -распада в настоящее время еще не в состоянии объяснить многие закономерности, наблюдаемые в эксперименте. В частности, пока еще не удалось построить удовлетворительной теории, объясняющей относительную интенсивность α -частиц, соответствующих переходам на возбужденные уровни дочерних ядер. Это особенно относится к переходам на второй уровень в четно-четных ядрах и ко всем уровням в нечетных ядрах.

§ 29. Спонтанное деление тяжелых ядер

Теория спонтанного деления тяжелых атомных ядер разрабатывалась Н. Бором и Уилером [1] и Я. И. Френкелем [25, 26, 27]. Теория спонтанного деления Френкеля [27] строилась по аналогии с теорией α -распада. Конечно, нельзя предполагать, что ядро до своего деления состоит из тех двух частей, на которые оно распадается в процессе деления. Эти части формируются в процессе деления так же, как формируются α -частица и дочернее ядро при α -распаде. Разница между обоими процессами заключается лишь в том, что в случае деления дочерние ядра имеют приблизительно одинаковую величину, тогда как в случае α -распада одно из них значительно больше другого.