Доклады Академии Наук СССР
1954. Том XCIX, № 5

ФИЗИКА

Л. А. СЛИВ и Л. К. ПЕКЕР

α-РАСПАД И МОДЕЛЬ ОБОЛОЧЕК

(Представлено академиком П. А. Лукирским 28 VII 1954)

В настоящей заметке мы хотим указать на существование тесной связи между вероятностью α-распада и состоянием заполнения ядерных оболочек.

Зависимость энергии α-распада E от застройки нейтронной оболочки уже достаточно полно исследована в работе (1). Было показано, что у элементов Bi, Po и At энергия α-распада резко возрастает с увеличением числа нейтронов N в ядре от 126 (заполненная нейтронная оболочка) до 128, а затем плавно убывает. Аналогично у редкоземельных элементов наблюдается скачок энергии α-распада после заполнения оболочки из 82 нейтронов (2). Однако вопрос о связи между временем жизни τ относительно α-распада и состоянием заполнения ядерных оболочек оставался невыясненным.

Существующая теория рассматривает α-распад как процесс проникновения сквозь потенциальный барьер имевшейся (или образовавшейся) в ядре α-частицы. Вероятность вылета в секунду w тогда равна числу столкновений α-частицы с барьером (равному скорости α-частицы v, деленной на диаметр ядра $2R_0$), умноженному на прозрачность барьера $\exp\{-S(E, R_0)\}$:

$$w \simeq \frac{v}{2R_0} \exp\{-S(E, R_0)\}, \qquad (1)$$

где

$$S(E, R_0) = \frac{8Ze^2}{\hbar v}[\arccos x^{1/2} - x^{1/2}(1-x)^{1/2}]. \qquad (1')$$

Величина $x = E/V$ (3) зависит от энергии E и высоты потенциального барьера $V = 2Ze^2/R_0$, где Z и R_0 — заряд и радиус ядра без α-частицы (дочернего ядра). Время жизни $\tau = w^{-1}$. Полученная таким образом формула дает правильную зависимость τ от E для большинства четно-четных α-активных ядер, если для радиуса ядра взять значение $R_0 = r_0 A^{1/3}$, где $r_0 = 1{,}48 \cdot 10^{-13}$ см (1). Четно-нечетные и нечетно-нечетные ядра элементов выше Ra имеют вероятность α-распада приблизительно на порядок меньше, чем дает формула (1).

Значительные отклонения экспериментальных значений от теоретических для w, достигающие множителя порядка 10^{-4}, наблюдаются у элементов Bi, Po, At и Rn как для четных, так и нечетных ядер. На рис. 1 в полулогарифмическом масштабе представлена зависимость отношения $\tau_{\text{эксп}}/\tau_{\text{теор}} = \eta$ от числа нейтронов в ядре для элементов: Bi (рис. 1*а*), Po (рис. 1*б*), At (рис. 1*в*) и Rn (рис. 1*г*). Ядра с четным A ложатся на одну кривую, а ядра с нечетным A, как правило, на другую кривую, причем характер кривых в обоих случаях одинаков. На всех рисунках видно, что η имеет максимум при $N = 126$, т. е. для изотопов с заполненной нейтронной оболочкой, и убывает до единицы при удалении от числа $N = 126$. Сравнивая отдельные рисунки друг

с другом, можно заметить также, что при одинаковом N η зависит от числа протонов в ядре и скорее всего имеет максимум при $Z=82$

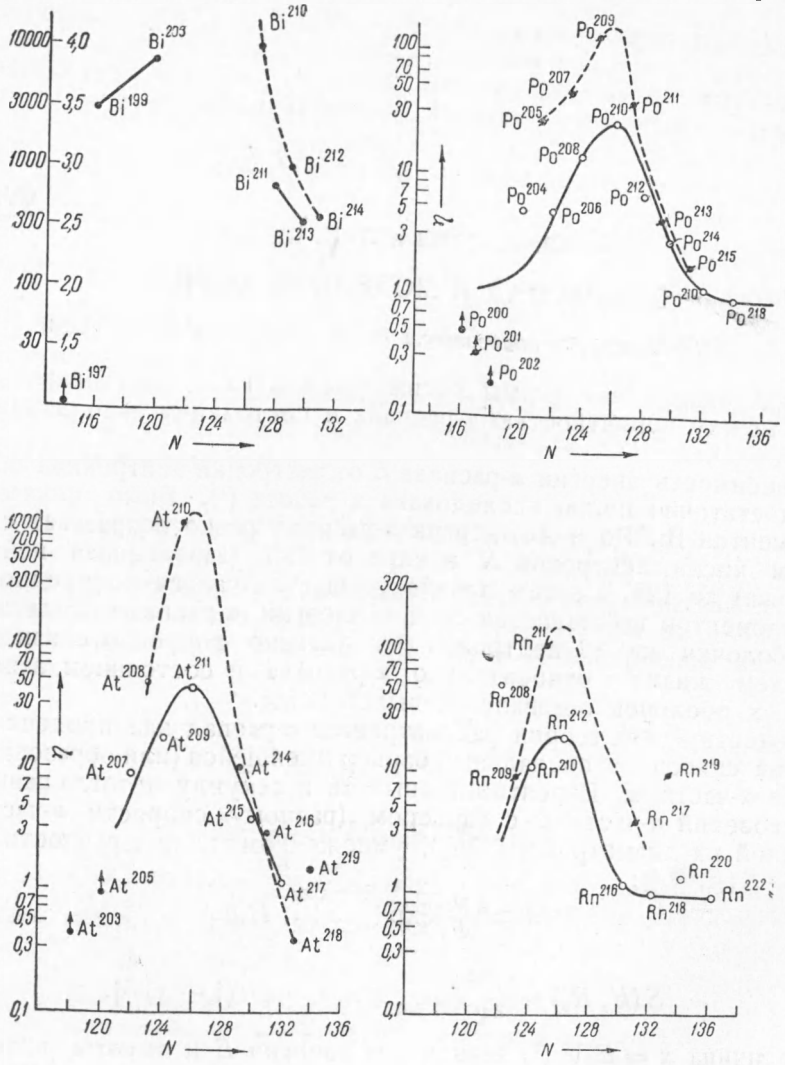


Рис. 1

(заполненная протонная оболочка). Следовательно, согласие с теоретической формулой ($\eta = 1$) наступает лишь тогда, когда одновременно нейтронная и протонная оболочки далеки от заполнения. Тем самым устанавливается существование связи между временем жизни τ и состоянием заполнения ядерных оболочек.

В чем конкретно может выражаться зависимость τ от состояния заполнения оболочек? Как известно, большое число фактов приводит к заключению, что атомные ядра не являются сферическими, а в той или иной степени деформированы. Даже ядра с заполненными оболочками испытывают нулевые поверхностные колебания.

При наличии нуклонов вне заполненных оболочек величина и направление деформации зависят от числа таких нуклонов и их квантовых состояний. Наиболее деформированными будут ядра с полузаполненными протонными и нейтронными оболочками. О величине деформации ядра можно судить, например, по квадрупольному моменту и по энер-

гии первого коллективного уровня возбуждения. Знак квадрупольного момента говорит о направлении деформации.

Для тяжелых ядер известны только энергии первых уровней у четных ядер. В частности, для Po^{210}, Po^{212} и Po^{214} энергия первого уровня, соответственно, равна: $\sim 1{,}00$; 0,730 и 0,60 Мэв, а для Rn^{220}, Rn^{222} и Ra^{228}, соответственно: 0,241; 0,188 и 0,055 Мэв ([4]). Энергия первого коллективного уровня приблизительно обратно пропорциональна квадрату относительной деформации β ([5]). Отсюда следует, что величина относительной деформации возрастает от Po^{210} до Ra^{228} приблизительно в 5 раз. С ростом деформации увеличивается проницаемость барьера, и легко показать, что при относительном увеличении радиуса $\Delta R/R = 0{,}2$ общая проницаемость увеличивается в 20 раз. Уже по этой причине α-частица будет проходить преимущественно через места наибольшей вытянутости.

Следующее весьма любопытное заключение можно сделать из детального рассмотрения кривых рис. 1. Если бы была верна обычно принимаемая модель α-распада, согласно которой α-частица движется в поле, создаваемом остальными нуклонами ядра, то η достигало бы наибольшего значения для ядра с числом частиц, равным заполненным нейтронной и протонной оболочкам плюс α-частица. Таким ядром является, например, Po^{212}, и оно должно было лежать на вершине кривой $\eta(N)$; в действительности на вершине находится ядро Po^{210}, у которого полное число нейтронов равно 126. Отсюда вытекает, что барьер для α-частицы создает исходное ядро в целом, и нуклоны, образующие α-частицу, участвуют в деформации ядра как частицы вне заполненной оболочки. Следовательно, α-частица находится там, где ядро вытянуто. Еще одно обстоятельство говорит в пользу последнего заключения. Нейтроны и протоны незаполненных оболочек тяжелого ядра сферической формы будут иметь разные квантовые состояния и потому не будут образовывать α-частицы. Другое дело в деформированном ядре. Как показывают расчеты ([6]), взаимодействие с поверхностью будет наибольшим, когда максимально возможное число нуклонов находится в одинаковом квантовом состоянии, причем наиболее выгодное состояние с общим моментом $I = 0$. Это означает, что деформация ядра будет благоприятствовать образованию α-частицы, а происходящее при этом снижение потенциального барьера будет облегчать ее вылет. Вот почему при определении вероятности α-распада существенна проницаемость барьера в области наибольшей вытянутости ядра, где в основном образуются α-частицы и где сниженный барьер. В результате вероятность α-распада еще более возрастает даже по сравнению со случаем, рассмотренным выше, когда α-частица может проходить через барьер в любом месте деформированного ядра.

В свете изложенного выше формула для вероятности α-распада будет иметь вид

$$w = FA \exp\{-S(E, R)\}, \qquad (2)$$

где

$$S(E, R) =$$

$$= \frac{8Ze^2}{\hbar\omega}\left[\arccos x^{1/2} - x^{1/2}(1-x)^{1/2} - \frac{2}{5}\beta_{max}x^{1/2}(1-x)^{1/2}(2-x)\right]. \qquad (2')$$

Функция F, во-первых, зависит от вероятности образования α-частицы в ядре. Если при α-распаде происходит изменение состояния поверхности ядра, то в F войдет множитель вида $\left|\int \varphi_f^* \varphi_i d\beta d\gamma\right|^2 \leqslant 1$, известный из других эффектов ([5]). В случае α-распада нечетного ядра

на величину F будет влиять также изменение состояния нечетного нуклона.

Роль каждого из перечисленных факторов, влияющих на F, можно оценить на основании следующих опытных данных. Вероятности α-распада четно-четных ядер, начиная с Ra и далее, хорошо определяются формулой (2), если считать функцию F постоянной. Так как энергия первого коллективного уровня в этой области колеблется лишь в пределах 0,055 — 0,040 Мэв, можно заключить, что у ядер элементов за Ra имеется сильная вытянутость, приблизительно одинаковая для всех ядер. Поэтому для таких ядер $\left|\int \varphi_f^* \varphi_i d\beta d\gamma\right|^2 \approx 1$ и F определяется только вероятностью образования α-частицы. Из факта постоянства F следует, что вероятность образования α-частицы для всех сильно вытянутых четно-четных ядер одинакова. Нечетные ядра тех же элементов имеют на опыте вероятность w на порядок меньше, чем четные ядра. Последнее обстоятельство обусловлено действием третьего фактора, т. е. изменением состояния нечетной частицы при α-распаде *.

Постоянная C в формуле (2), как и в (1), определяет число столкновений в секунду α-частицы с поверхностью. При вычислении $S(E, R)$, как было показано выше, надо брать значение $V(R)$ в том месте, где ядро наиболее вытянуто. Как известно, до сих пор считалось, что R_0, определяемый из α-распада, дает радиус ядра. На самом деле среднее значение радиуса ядра будет меньше R. Этот вывод согласуется с последними результатами относительно радиусов ядер, полученных на основании анализа других явлений [7]. Так как вероятность w очень чувствительна к выбору R, то формула (2) может служить хорошим способом определения величины вытянутости ядер.

Ленинградский
физико-технический институт
Академии наук СССР

Поступило
14 V 1954

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] I. Perlman, A. Giorso, G. T. Seaborg, Phys. Rev., **77**, 26 (1950). [2] J. O. Rasmusen, S. G. Thompson, A. Giorso, ibid., **89**, 33 (1953). [3] Г. А. Бете, Физика ядра, ч. II, 1948, стр. 184. [4] G. Scharff-Goldhaber, Phys. Rev., **90**, 587 (1953). [5] A. Bohr, B. R. Mottelson, Kgl. Danske Videnskab. Selskal., Mat.-Fys.-Medd., **27**, 17 (1953). [6] K. W. Ford, Phys. Rev., **90**, 29 (1953). [7] F. Bitter, H. Feshbach, ibid., **92**, 837 (1953).

* Po^{213} и Po^{215} ложатся на кривую для четных ядер (см. рис 1*б*). Это можно объяснить аномально большим спином этих ядер ($^{11}/_2$).