

тенциальной яме с барьером (рис. 4, пунктир). Т. к. энергия  $\alpha$ -частицы составляет 5—10 МэВ, а высота кулоновского барьера у тяжёлых ядер 25—30 МэВ, то вылет  $\alpha$ -частицы из ядра может происходить только за счёт туннельного эффекта, а вероятность этого процесса определяется проникаемостью  $V$  барьера. Используя упрощённую форму барьера и предполагая,

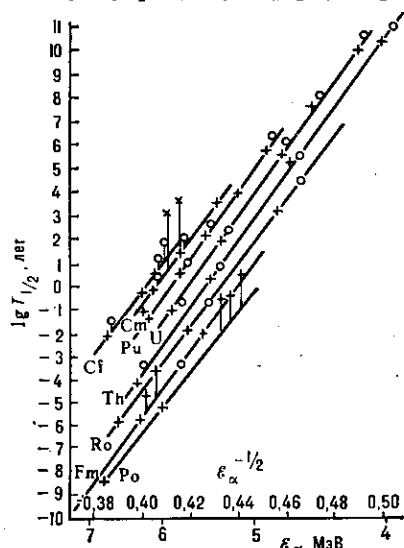


Рис. 3. Зависимость периода полураспада  $T_{1/2}$  от энергии  $\alpha$ -луча. Чётных  $\alpha$ -лучающих элементов, + — переходы в основное состояние, o — в первое возбуждённое, x — в высшие возбуждённые состояния.

что  $\alpha$ -частица существует внутри ядра и при вылете не уносит углового момента, можно получить для вероятности А.р. выражение, экспоненциально зависящее от энергии  $\alpha$ -частицы, т. е. типа (5).

Совр. подход к описанию А.р. опирается на методы, используемые в теории ядерных реакций. Ширина  $\Gamma_\alpha$  состояния ядра относительно А.р. связана с периодом полураспада соотношением

$$\Gamma_\alpha = \hbar \ln 2 / T_{1/2}. \quad (6)$$

Для А.р. в канал  $C$

$$\Gamma_{\alpha C} = 2\gamma_C^2(R_C) P_C(R_C), \quad (7)$$

где  $\gamma_C^2(R_C)$  — т. н. приведённая ширина, определяемая степенью перекрытия волновых ф-ций начального и конечного состояния ядер, характеризующая

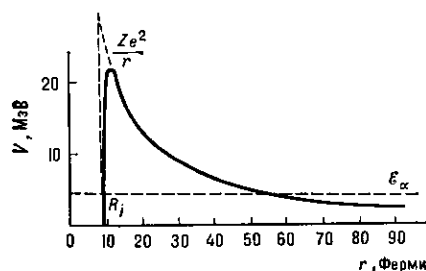


Рис. 4. Сумма ядерного и кулоновского потенциалов для  $\alpha$ -частицы в ядре  $^{230}\text{Th}$ ; энергия  $\alpha$ -распада  $Q=4,76$  МэВ.

вероятность появления  $\alpha$ -частицы на поверхности ядра (на радиусе канала  $R_C$ ), а  $P_C(R_C)$  — проникаемость эфф. барьера  $V$ , образуемого ядерным, кулоновским и центробежным потенциалами:

$$V = V_{\text{ядр}} + \frac{Ze^2}{r} - \frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{L(L+1)}{r^2}. \quad (8)$$

Здесь  $L$  — орбитальный момент вылетающей  $\alpha$ -частицы,  $m^*$  — её приведённая масса, равная  $m^* = \frac{mM}{m+M}$ , где  $M$  — масса ядра,  $m$  — масса  $\alpha$ -частицы. Существование центробежного барьера связано с наличием у  $\alpha$ -частицы отличного от нуля орбитального момента. Центробежный барьер в А.р. обычно играет сравнительно

небольшую роль (табл. 3), в отличие от *бета-распада ядер* и  $\gamma$ -переходов, вероятность к-рых сильно зависит от углового момента, уносимого частицей (см. *Гамма-излучение*).

Цель большинства исследований А.р. — измерение приведённых ширин и сравнение их с вычисленными на основе разл. теоретич. представлений о ядре. Абс. значения зависят от ряда параметров и особенно чувствительны к величине радиуса канала  $R_C$ . Наиболее точ. Табл. 3 — Проникаемость  $V_L$  центробежного барьера относительно его проникаемости  $V_0$  при  $L=0$  ( $Z=90, Q=4,5$  МэВ).

$L$	0	1	2	3	4	5	6
$V_L/V_0$	1	0,84	0,60	0,36	0,18	0,078	0,028

ные и надёжные результаты получаются, если возможен анализ отношения ширин для переходов на разные уровни, одного и того же ядра  $\Gamma_{\alpha C_1}/\Gamma_{\alpha C_2}$ , т. к. в этом случае большинство неопределённостей сокращается. Отношения приведённых ширин  $\gamma_{C_1}^2/\gamma_{C_2}^2$  соответствуют факторам замедления.

Из анализа ширин следует, что  $\alpha$ -частицы не существуют в  $\alpha$ -распадающем ядре всё время, а с нек-рой конечной вероятностью возникают на его поверхности перед вылетом. Имеющиеся данные свидетельствуют также о том, что в поверхностном слое тяжёлых ядер, по-видимому, существуют  $\alpha$ -частичные группировки нуклонов ( $\alpha$ -кластеры).

Классификация  $\alpha$ -переходов основывается на структурных факторах, связанных с вероятностью образования  $\alpha$ -частицы. А.р. идёт на 2—4 порядка быстрее, когда  $\alpha$ -частица образуется из нейтронных и протонных пар, по сравнению с распадом, когда  $\alpha$ -частица образуется из неспаренных нуклонов. В первом случае А.р. наз. благоприятным, и такими оказываются все  $\alpha$ -переходы между основными состояниями чётно-чётных ядер. Во втором случае А.р. наз. неблагоприятным.

Альфа-распад возбуждённых ядер изучается с помощью ядерных реакций. Отд. случаи распада нижних возбуждённых состояний тяжёлых ядер, приводящего к испусканию т. н. длиннопробежных  $\alpha$ -частиц, известны давно и причисляются к явлению радиоактивности. Наблюдаемые времена жизни ядер лежат в диапазоне от  $10^{-11}$  с (А.р. нейтронных резонансов, см. *Нейтронная спектроскопия*) до  $10^{-22}$  с (А.р. уровней лёгких ядер). Нек-рые распадающиеся состояния лёгких ядер имеют приведённые ширины, близкие к максимально возможному (к т. н. вигнеровскому пределу), что указывает на их ярко выраженный  $\alpha$ -кластерный характер. Изучение А.р. высоковозбуждённых состояний ядер — один из информативных методов исследования ядерной структуры при больших энергиях возбуждения.

Лит.: Альфа-, бета- и гамма-спектроскопия, пер. с англ., в. 2, М., 1969; Соловьев В. Г., Теория атомного ядра. Ядерные модели, М., 1981. А. А. Ослоблин.

**АЛЬФА-ЧАСТИЦА** — ядро  $^4\text{He}$ , содержащее 2 протона и 2 нейтрона. Масса А.ч.  $m=4,00273$  а. е. м. =  $6,644 \cdot 10^{-24}$  г, спин и магн. момент равны 0. Энергия связи 28,11 МэВ (7,03 МэВ на 1 нуклон). Проходя через вещество, А.ч. тормозятся за счёт ионизации и возбуждения атомов и молекул, а также диссоциации молекул. Длина пробега А.ч. в воздухе  $l=av^3$ , где  $v$  — начальная скорость,  $a=9,7 \cdot 10^{-28}$  с<sup>3</sup>см<sup>-2</sup> (для  $l \sim 3-7$  см). Для плотных веществ  $l \sim 10^{-3}$  см (в стекле  $l=4 \cdot 10^{-3}$  см). Многие фундаментальные открытия в ядерной физике обязаны происхождением изучению А.ч.: исследование рассеяния А.ч. привело к открытию атомного ядра, облучение А.ч. лёгких элементов — к открытию ядерных реакций и искусственной радиоактивности.

Лит. см. при ст. *Альфа-распад, Радиоактивность*.