

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



СЗ41.12
К-134

26/2-75
P4 - 8730

1892/2-75

С.Г.Кадменский, В.И.Фурман, С.Холан,
В.Г.Хлебостроев

КЛАСТЕРНЫЕ АСПЕКТЫ α -РАСПАДА
ТЯЖЕЛЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР

1975

P4 - 8730

С.Г.Кадменский, В.И.Фурман, С.Холан,
В.Г.Хлебостроев

КЛАСТЕРНЫЕ АСПЕКТЫ α -РАСПАДА
ТЯЖЕЛЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР

I. Основной формализм

Как показано в работах [1-3], в случае глубоко подбарьерного α -распада сферических ядер формула для парциальной ширины $\Gamma_c \propto$ -перехода из состояния родительского ядра $\psi_{I_i M_i}^{\sigma_f}$ со спином и проекцией I_i, M_i и прочими квантовыми числами σ_f в состояние конечного канала c , характеризующегося квантовыми числами (L, σ_f, I_f) , имеет вид:

$$\Gamma_c = 2\pi |\langle \hat{A} \{ F_c(R) U_c^{I_i M_i} / U_{2A-4} \} / \psi_{\sigma_f}^{I_i M_i} \rangle|^2. \quad (1)$$

Оператор \hat{A} осуществляет антисимметризацию в конечном канале, который описывается функцией

$$\psi_c^{I_i M_i} = U_{L \sigma_f I_f}^{I_i M_i} = \sum_{M_f M_i} C_{M_f M_i}^{I_f I_i} \psi_{\sigma_f}^{\psi_{\alpha}^{I_f M_f}} Y_{LM}(\Omega_{\vec{R}}). \quad (2)$$

Здесь ψ_{α}^{σ} - внутренняя функция α -частицы, а \vec{R} - расстояние между центрами тяжести дочернего ядра и α -частицы. В формулах (1) и (2) подразумевается, что волновые функции родительского и дочернего ядра полностью антисимметризованы. Радиальная функция $F_c(R)$ нормирована на δ -функцию по энергии и связана с регуляризированной кулоновской функцией $F_c^{\sim}(R)$ соотношением:

$$F_c(R) = \sqrt{\kappa_c / \pi Q_c} F_c^{\sim}(R) / R. \quad (3)$$

Величина $\kappa_c = \sqrt{2m_c Q_c} / \hbar^2$, где m_c - приведенная масса, а Q_c - энергия относительного движения α -частицы и дочернего ядра. Ядерный потенциал взаимодействия α -частицы с дочерним ядром

$$\chi_{\alpha A}^{-1} = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} \chi_{lj}^{-1} \quad (4)$$

выражается через парные потенциалы ядерного взаимодействия нуклонов χ_{lj}^{-1} .

В кулоновской подбарьерной области функция начального состояния $\Psi_{\alpha}^{-I, M_{\alpha}}$ имеет следующую асимптотику [3]:

$$\Psi_{\alpha}^{-I, M_{\alpha}} \underset{R \rightarrow R_1}{\sim} \frac{\sqrt{\pi} \sqrt{\kappa_c / 2Q_c}}{c} \mathcal{H} \{ u_c^{-I, M_{\alpha}} G_L(R) / R \}. \quad (5)$$

Здесь $G_L(R)$ — нерегулярная кулоновская функция, а точка R_1 расположена вблизи и слева от внешней кулоновской точки поворота, причем

$$G_L(R_1) \gg F_L(R_1).$$

Удобно ввести радиальную функцию канала c :

$$\Psi_c^{-I, M_c}(R) = \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/2} \left(\frac{2}{\pi} \right)^{1/2} R < u_c^{-I, M_c} / \Psi_{\sigma_c}^{-I, M_c} > \quad (6)$$

и соответствующий эффективный потенциал:

$$V_c(R) = \left\langle \frac{2}{\pi} \left\{ u_c^{-I, M_c} / \chi_{\alpha A}^{-4} \right\} / \Psi_{\sigma_c}^{-I, M_c} \right\rangle / \Psi_c^{-I, M_c}(R). \quad (7)$$

Используя введенные величины, формулу (1) перепишем в виде:

$$\Gamma_c = 2\pi \int_0^{\kappa_c} \int_0^{\infty} \mathcal{E}_c(R) V(R) \Psi_c^{-I, M_c}(R) R dR \quad (8)$$

С помощью формулы (8) удобно проводить оценку вкладов в величину Γ_c различных областей переменной R .

Введем величину

$$\Gamma_c(R) = 2\pi \int_R^{R_f} \Psi_c(R') V(R') F_c(R') R' dR' / \dots \quad (8I)$$

и определим безразмерное отношение

$$\alpha_c^2(R) = \Gamma_c(R) / \Gamma_c \quad (9)$$

Величина $\alpha_c^2(R)$ дает относительный вклад в значение α -ширины областей от R до R_f .

Заметим, что выражение для ширины Γ_c (8) в форме совпадает с выражением для ширины распада одночастичного квазистационарного состояния / 2 /.

В области, которую ниже будем называть кластерной областью α -распада, где α -частицу и дочернее ядро можно считать пространственно разделенными, это совпадение имеет прямой физический смысл. Действительно, эффективный потенциал (7) переходит в реальную часть обычного оптического потенциала / 4,5 /

$$V(R) = V_{00}(R) = \langle \Psi_{\alpha} / 2\alpha^{A-4} / \Psi_{\alpha} \rangle \quad (10)$$

Радиальная функция канала $\Psi_c^{K\Lambda}(R)$ описывает относительное движение разлетающихся фрагментов и удовлетворяет следующему уравнению Шредингера:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial R^2} + \frac{\hbar^2}{2m} \frac{L(L+1)}{R^2} + V_{00}(R) + V_{\text{кин}}(R) - Q_c \right] \Psi_c^{K\Lambda}(R) = 0 \quad (II)$$

с граничным условием, вытекающим из формул (5) и (6):

$$\Psi_c^{K\Lambda}(R \rightarrow R_f) = \sqrt{\Gamma_c K_c / 2 Q_c} G_L(R) \quad (12)$$

2. Оценка вклада кластерной области в абсолютные ширины α - распада

Введенная выше функция $\psi_c^{**}(R)$ представляет собой попытку реконструировать истинную радиальную функцию канала $\psi_c(R)$ в область действия ядерного потенциала, исходя из точной асимптотики (12).

Эта попытка имеет шансы на успех вплоть до расстояний между центрами тяжести α -кластера и дочернего ядра $R \geq R_{\kappa_1}$, где еще выполнены следующие условия:

- а) искажающее влияние принципа Паули на внутренние состояния фрагментов мало;
- б) перенормировка взаимодействия между нуклонами фрагментов, связанная с влиянием соседнего фрагмента, несущественна;
- в) искажение внутренних волновых функций фрагментов из-за действия потенциала (4) мало.

В совокупности указанные условия могут быть удовлетворены в случае слабого перекрыwania нуклонных плотностей фрагментов^{6/}.

Примем, что радиальная зависимость плотности нуклонов в ядрах совпадает с распределением заряда. Тогда из данных по рассеянию быстрых электронов на тяжелых ядрах следует, что для расстояний $R \geq R_0 + 4\beta$ плотность нуклонов уменьшается более чем в 50 раз по сравнению с плотностью нуклонов в центре ядра. Здесь $R_0 = 1.1(A-4)^{1/3}$ ферми - расстояние, где плотность заряда падает вдвое, $\beta = 0,54$ ферми - параметр диффузности.

Таким образом, в качестве нижней оценки величины R_{κ_1} , определяющей "внутреннюю" границу кластерной области, примем:

$$R_{\kappa_1} = R_0 + 4\beta. \quad (13)$$

Величина $R_{\kappa A}$ из формулы (13), например, для ядра ^{208}Pb составляет 8,7 ферми.

Заметим, что понятие о кластерной области широко используется в традиционных вариантах теории α -распада / 8,9 /, в которых вводится фактор проницаемости, определяющий вероятность выхода сформировавшейся α -частицы через потенциальный барьер.

Крайним примером использования идеи об α -кластеризации является оптическая модель, успешно применяемая для описания сечения реакции и упругого рассеяния α -частиц на ядрах. В этой модели вводится комплексный оптический потенциал $V_{OM}(R) + iW_{OM}(R)$, который по построению сводит многочастичную задачу взаимодействия α -частицы с ядром к одночастичной задаче движения ее центра тяжести в потенциальном поле. При этом, как правило, принимается, что потенциал $V_{OM}(R)$ имеет объемный характер, и внутренняя функция α -частицы не искажается во всей области, а многочастичный характер задачи аппроксимируется путем введения в оптический потенциал мнимой добавки $iW_{OM}(R)$. Успех оптической модели при интерпретации широкого круга экспериментальных данных / 10,11 /, несмотря на некорректность ее основных посылок - α -частица не может реально существовать во внутренней области ядра - объясняется тем фактом, что благодаря сильному поглощению α -частиц в ядре для описания наблюдаемых величин существенно доведение потенциала $V_{OM}(R)$ в тех областях R , где $V_{OM}(R) \approx -10 \text{ МэВ}$ / 10 /. Указанные значения R соответствуют области формирования потенциального барьера ($R \geq R_A + 2a$, где R_A и a - радиус и диффузность оптического потенциала). В этой области все феноменологические опти-

ческие потенциалы близки между собой /10, II/, а кластерные представления, заложенные в оптическую модель, оказываются, по-видимому, справедливыми. Последнее позволяет понять причину успеха оптической модели и дать независимую оценку для величины $R_{\kappa\lambda}$:

$$R_{\kappa\lambda}^{OM} \approx R_A + 2a. \quad (14)$$

Заметим, что соотношение (14) дает величину $R_{\kappa\lambda}$ несколько большую, чем формула (13). Например, для ядра ^{208}Pb $R_{\kappa\lambda}^{OM} = 9$ ферми.

Вклад кластерной области в абсолютную величину α -ширины характеризуется значением функции $\alpha_c^2(R_{\kappa\lambda})$, определенной соотношениями (8^I) и (9), в которых радиальная функция канала $\Psi_c^{(\kappa\lambda)}$ должна быть заменена на функцию $\Psi_c^{\kappa\lambda}(R)$. Используя формулы (3) и (12) для области $R \geq R_{\kappa\lambda}$, перепишем определение величины $\alpha_c^2(R)$ (9) в виде:

$$\alpha_c^2(R) = \left/ \frac{\kappa_c}{Q_c} \int_R^{R_1} g_L(R') V_{00}(R') F_L(R') dR' \right/ ^2, \quad (15)$$

где функция $g_L(R)$ отличается от функции $\Psi_c^{\kappa\lambda}(R)$ постоянным фактором, $\kappa_c = \sqrt{2\mu} Q_c$ и поэтому удовлетворяет уравнению Шредингера (11) с граничным условием:

$$g_L(R \rightarrow R_1) = G_L(R). \quad (16)$$

Таким образом, функция $\alpha_c^2(R)$ в форме (15) не зависит от величины α -ширины и целиком определяется кинематикой α -распада и свойствами потенциала $V_{00}(R)$. Поэтому с ее помощью удобно исследовать вклад кластерной области в абсолютные α -ширины для широкого диапазона изменения значений Q_c и L , соответствующего α -распаду тяжелых сферических ядер.

На рис. I^a для ядра ^{210}Bi представлены функции $g_L(R)$, перенормированные для удобства обзора на единицу в последнем максимуме, потенциалы $V_L(R)$, равные сумме ядерного, кулоновского и центробежного потенциалов, а также функции $\alpha_c(R)$. На рис. I^b показаны функции $g_L(R)$ и $\alpha_c(R)$ для ядра ^{212}Po ($Q_c = 8,96$ МэВ). Все величины, приведенные на рисунках, получены с ядерным потенциалом $V_{00}(R)$ (10), подробно изученным в работе / 5 /. Как видно из рис. I^a, положение последнего максимума функции $g_L(R)$ (точка R_m) не сильно зависит от величины L (ср. сплошную кривую - $L = 5$, $Q_c = 2$ МэВ и пунктир - $L = 0$, $Q_c = 2$ МэВ) и сдвигается на величину не более 0,4 ферми при возрастании энергии Q_c от 2 до 10 МэВ (см. штрих-пунктир - $L = 0$, $Q_c = 10$ МэВ) что исчерпывает интервал изменения исследуемых экспериментальных значений Q_c . Ситуация с L -зависимостью величины R_m меняется для $L > 8$, когда резкое возрастание центробежного барьера приводит к заметному смещению максимума функции $g_L(R)$ в сторону меньших значений R (ср. сплошную кривую - $L = 0$ и пунктир - $L = 18$ на рис. I^b). Как показали детальные расчеты, приведенные на рис. I^a и I^b, результаты являются типичными для α -распада тяжелых сферических ядер ($140 \leq A \leq 230$), причем поведение функций $g_L(R)$ и $\alpha_c(R)$, отнесенное к положению радиуса R_A^i , оказывается универсальным и слабо зависит от величин A и Z . Поскольку амплитуда функции $\alpha_c^2(R_A) \geq 0,8$ для $L \leq 8$ и превышает величину 0,5 для больших L , то отсюда следует важный физический вывод о том, что существенный вклад в абсолютное значение α -ширины набирается в кластерной области α -распада. Таким образом, теория не может правильно воспроизвести абсолютные α -ширины, если в ней не учитывается корректно кластерная асимптотика α -распада.



Рис. 1. Зависимость функции $\chi_2(t)$ от энергии Q_c и орбитального момента L — величины. Кривые построены из единичной поперечной максимуме, если для потенциала $V_2(r)$ в леве дна справа.

а) сплошная кривая, пунктир и штрих-пунктир изображают случаи: $Q_c = 2$ МэВ, $L = 3$; $Q_c = 3$ МэВ, $L = 0$ и $Q_c = 10$ МэВ, $L = 0$, соответственно (ядра ^{20}Ne).

б) сплошная кривая $L = 1$, $Q_c = 3,98$ МэВ, пунктир $L = 1$, $Q_c = 11,93$ МэВ (ядра ^{20}Ne).

Основные выводы, сделанные выше, остаются в силе, если вместо потенциала $V_{00}(R)$ из формулы (10) использовать действительные части феноменологических оптических потенциалов / 10, 11 /

3. Предельная кластерная модель и экспериментальные приведенные α -ширины

В качестве примера использования развитого формализма рассмотрим предельную кластерную модель, введенную в работе / 12 /. В этой модели принимается, что разбиение на дочернее ядро и α -частицу, между которыми действует неполяризуемый потенциал, справедливо во всей области $0 \leq R \leq R_f$. Параметры потенциала подбирались в работе / 12 / так, чтобы положение резонансов при рассеянии α -частиц на этом потенциале соответствовало энергии канала Q_c . Ширины этих квазистационарных α -кластерных состояний Γ_c^{KA} авторы получали, исследуя с малым шагом по энергии δE зависимость сечения упругого рассеяния в окрестности резонанса. Хотя такая процедура и может дать точный результат, она оказывается громоздкой в практическом применении, требуя большого объема вычислений с высокой точностью ($\delta E < \Gamma_c^{KA} \ll 1 \text{ МэВ}$). Видимо, по этой причине авторы работы / 12 / ограничились случаем ядра ^{212}Po , для которого ширина α -распада имеет одно из самых больших значений ($\Gamma_c \approx 10^{-15} \text{ МэВ}$).

Используя результаты, полученные выше, задачу вычисления ширины Γ_c^{KA} можно решить значительно проще и сделать, таким образом, предельную кластерную модель удобным средством для анализа экспериментальных α -переходов.

В рассматриваемой "одночастичной" модели функция квазистационарного α -кластерного состояния для $0 \leq R \leq R_f$ совпадает

с функцией $\Phi_c^{**}(\kappa) / 2,3 /$, которая удовлетворяет уравнению Шредингера (II) с граничными условиями:

$$\Phi_c^{**}(0) = 0 \quad (17)$$

$$\Phi_c^{**}(\kappa \rightarrow R_1) = \sqrt{\Gamma_c^{**} \kappa_c / 2Q_c} \psi_L(\kappa) \quad (18)$$

и нормирована на единицу:

$$\int_0^{R_1} [\Phi_c^{**}(R)]^2 \alpha R = 1 \quad (19)$$

Поскольку функция $\Phi_c^{**}(\kappa)$ в данном случае играет роль радиальной функции канала $\psi_c(R)$, ширину Γ_c^{**} можно сразу вычислить по формуле, аналогичной соотношению (8):

$$\Gamma_c^{**} = \frac{1}{\alpha} \int_0^{R_1} \psi_c(R) V_{00}(R) \Phi_c^{**}(R) R dR \quad (20)$$

Существует более удобный способ вычисления ширины Γ_c^{**} без использования интегральной формулы (20). Введем функцию $g_L^{**}(\kappa)$ соотношением:

$$\Phi_c^{**}(\kappa) = \sqrt{\Gamma_c^{**} \kappa_c / 2Q_c} g_L^{**}(\kappa) \quad (21)$$

По определению функция $g_L^{**}(R)$ совпадает на асимптотике с введенной выше функцией $g_L(R)$ и удовлетворяет граничному условию

$$g_L^{**}(0) = 0 \quad (22)$$

Возводя обе стороны тождества (21) в квадрат и интегрируя их по R , имеем, с учетом формулы (19),

$$\Gamma_c^{**} = 2Q_c / \kappa_c \int_0^{R_1} [g_L^{**}(R)]^2 \alpha R \quad (23)$$

Заметим, что в нестационарном формализме выражение для ширины квазистационарного состояния (23) может быть получено как следствие уравнения непрерывности и хорошо известно в литературе / 13 /. Приведенный выше вывод формулы (23) основывается на использовании вещественных граничных условий для функции квазистационарного состояния, переход к которым возможен для подбарьерных энергий Q_c / 14,3 /.

В отличие от метода, использованного в работе / 12 /, объем вычислений \propto -ширин по формулам (20) и (23) не зависит от абсолютных значений искомых ширин, что делает предельную кластерную модель удобной при систематизации \propto -переходов.

Для сопоставления с традиционными способами обработки экспериментальных данных по \propto -распаду запишем выражение для ширины $\Gamma_c^{k\lambda}$ с помощью формулы (21) в виде:

$$\Gamma_c^{k\lambda} = \frac{2\kappa_c R}{[g_L^{k\lambda}(R)]^2} \left[\frac{\hbar}{\sqrt{2mR}} \phi_c^{k\lambda}(R) \right]^2 \equiv 2P_L(R) \gamma_{c, k\lambda}^2(R), \quad (24)$$

где

$$P_L(R) = \kappa_c R / [g_L^{k\lambda}(R)]^2. \quad (25)$$

При этом ширина $\Gamma_c^{k\lambda}$ (24) имеет обычный R -матричный вид / 15,12 /, факторизованный на проницаемость $P_L(R)$ и приведенную кластерную ширину $\gamma_{c, k\lambda}^2(R)$. Однако в отличие от стандартного подхода в силу специального выбора потенциала $V_{00}(R)$, обеспечивающего выполнение условия (17), формула (24) справедлива для любых значений R в области $0 \leq R \leq R_1$.

Обычно анализ экспериментальных α -ширин проводится в терминах приведенных ширин / 15,9 /:

$$\chi_c^2(k_0) = \Gamma_c / 2 P_c(k_0), \quad (26)$$

где k_0 - произвольно выбираемый радиус канала. Таким образом, абсолютные значения и относительный ход экспериментальных приведенных α -ширин при вариации величин A , z , Q_c и L определяются рецептом выбора радиуса R_0 . Величины R_0 , как правило, принимаются независимыми от z , Q_c и L , зависимость же от A либо игнорируется для узкого диапазона массовых чисел / 18 /, либо используется зависимость вида: $R_0 = z_0 A^{1/3}$ с различными значениями константы z_0 / 9,19 /.

Существующий в настоящее время произвол в выборе величин делает затруднительным сопоставление экспериментальных приведенных ширин, полученных в различных работах.

Поэтому полезно рассмотреть способ обработки экспериментальных α -ширин, не содержащий явной зависимости от радиуса обрезания. Для этого, следуя работе / 12 /, введем спектроскопические факторы

$$S_c = \Gamma_c / \Gamma_c^{1/4}, \quad (27)$$

которые с помощью формул (24) и (26) перепишем в виде:

$$S_c = \chi_c^2(R) / \chi_{c, \infty}^2(k). \quad (28)$$

Таким образом, спектроскопические факторы являются аналогами безразмерных приведенных ширин, выраженных в единицах вignerovского предела / 15 /.

Как следует из формулы (24), величина $\gamma_{c\kappa\lambda}^2(R)$ определяется квадратом амплитуды функции $\phi_c^{\kappa\lambda}(R)$. Поскольку характер радиальной зависимости функции $\phi_c^{\kappa\lambda}(R)$ в окрестности последнего максимума ($R = R_m$) аналогичен соответствующей зависимости функции $\psi_c^{\kappa\lambda}(R)$, то в силу ее универсальности (см. раздел 2) и условия нормировки (19) амплитуда $\phi_c^{\kappa\lambda}(R_m)$ и, соответственно, приведенная ширина $\gamma_{c\kappa\lambda}^2(R_m)$ оказываются практически постоянными во всем рассматриваемом диапазоне величин A , Z , Q_c и L . ($\phi_c^{\kappa\lambda}(R_m) \approx 0,6$ (ферми) $^{-1}$ и $\gamma_{c\kappa\lambda}^2(R_m) \approx 0,5$ МэВ). Тогда, как следует из формулы (28), выбор радиуса обрезания

$$R_0 = R_m \quad (29)$$

делает экспериментальные приведенные α -ширины (26) эквивалентными спектроскопическим факторам (27).

Заметим, что ранее в работах / 16, 17 / использовалось определение для радиуса R_0 (29), однако преимущества этого выбора не связывались с понятием спектроскопического фактора.

Единственная неопределенность при анализе экспериментальных данных по α -ширинам на языке спектроскопических факторов связана с неоднозначностью параметров оптического потенциала. В таблице I показаны результаты расчета ширин $\Gamma_c^{\kappa\lambda}$ в зависимости от величин A , Z , Q_c и L для теоретического потенциала из работы / 5 / и для двух феноменологических оптических потенциалов / II /, дающих эквивалентное описание данных по упругому рассеянию α -частиц на тяжелых ядрах. Действительная часть потенциала в работе / II / задается в виде:

$$V(R) = V_{c1} / (1 + \exp_c[(R - r_0 A^{1/3}) / \alpha]) \quad (30)$$

Выше в расчетах использованы следующие наборы параметров^{/II/}:

$$(31) \quad (I) \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} V_0 = 177,3 \text{ МэВ}; \quad r_0 = 1,342 \text{ ферми}; \quad \alpha = 0,569 \text{ ферми} \end{array} \right\}$$

$$(32) \quad (II) \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} V_0 = 58,8 \text{ МэВ}; \quad r_0 = 1,454 \text{ ферми}; \quad \alpha = 0,56 \text{ ферми} \end{array} \right\}$$

Поскольку наборы I и II реализуют предельные случаи дискретной неоднозначности в выборе параметров потенциала (30), то получившиеся величины отношений $(\sqrt{c^{AA}})_I / (\sqrt{c^{AA}})_II \approx 4$ дают реальную оценку возможной неопределенности в абсолютных величинах $\sqrt{c^{AA}}$. Тем не менее анализ таблиц I позволяет сделать важный для последующего рассмотрения вывод о приближенной независимости относительных значений спектроскопических факторов от конкретного выбора параметров потенциала $V(r)$.

На рис.2 для изотопов Po сравниваются зависимости от числа нейтронов спектроскопических факторов (сплошная линия) и экспериментальных приведенных ширин из работы /18/ ($R_0 = 8,6$ ферми (пунктир) и $R_0 = 9,0$ ферми (штрих-пунктир)), рассчитанных с помощью оптического потенциала (30), (31). На том же рисунке точками показаны значения экспериментальных приведенных ширин, полученных в работе /19/, с использованием кулоновских факторов проницаемости /15/ и выбора радиуса $R_0 = 1,55 A^{1/3}$ ферми. Видно, что относительные приведенные ширины могут отличаться на фактор ≈ 5 для различных способов выбора параметра R_0 . Любопытно, что относительные значения экспериментальных приведенных ширин из работ /19/ близки к относительным значениям спектроскопических факторов.

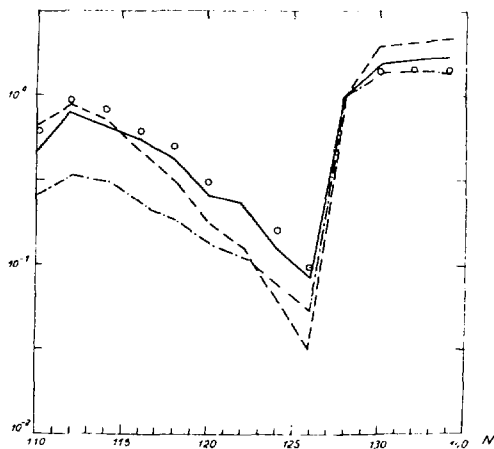


Рис.2 Зависимость от числа нейтронов N спектроскопического фактора S_c (сплошная кривая) и экспериментальных приведенных ширин (пунктир и штрих-пунктир из работы [19], кружки - из работы [19]) на примере изотопов Po . (Нормировка на ядро ^{212}Po).

4. Вероятности существования α -частиц на поверхности ядра и классификация α -переходов

Очевидно, что идея об объемной α -кластеризации, лежащая в основе рассмотренных выше оптической и предельной кластерной моделей, не является физически обоснованной. Более последовательным является представление о поверхностной α -кластеризации, предложенное в работе А.И.База / 6 /. В этом случае эффективный потенциал для α -частицы имеет отталкивательную сердцевину и является притягивающим в поверхностной области ядра. Так что в принципе можно говорить о существовании α -частичных уровней молекулярного типа, свойства которых аналогичны свойствам α -кластерных уровней, рассмотренных выше. Поскольку детальные свойства эффективного потенциала для модели поверхностной α -кластеризации изучены в настоящее время недостаточно, ниже проведем приближенное рассмотрение, которое, несмотря на его грубость, способно, по-видимому, воспроизвести качественные черты модели.

Так как в случае поверхностной α -кластеризации основной вклад в нормировку набирается на периферии ядра, то определим каналовую функцию поверхностной модели соотношением:

$$\int_{R_{\alpha\lambda}}^{R_1} [\phi_{c_{\text{ноб}}}^{\alpha\lambda}(R)]^2 dR = 1, \quad (33)$$

принимая при этом, что в кластерной области радиальные зависимости функций $\phi_{c_{\text{ноб}}}^{\alpha\lambda}(R)$ и $\phi_c^{\alpha\lambda}(R)$ совпадают. Тогда из формул (18) и (33) легко получить, что ширина $\Gamma_{c_{\text{ноб}}}^{\alpha\lambda}$ поверхностного α -кластерного уровня может быть записана в виде:

$$\Gamma_{c_{\text{ноб}}}^{\alpha\lambda} = \Gamma_c^{\alpha\lambda} / \int_{R_{\alpha\lambda}}^{R_1} [\phi_c^{\alpha\lambda}(R)]^2 dR. \quad (34)$$

Введем далее спектроскопический фактор

$$W_c = \Gamma_c / \Gamma_c^{kA} \text{ nob} . \quad (35)$$

Учитывая близость радиальных зависимостей функций $\psi_c^{kA}(R)$ и $\psi_c^{kA}(k)$, с помощью формул (12), (18) и (34) получим:

$$W_c \approx \int_{R_{kA}}^{R_f} [\psi_c^{kA}(R)]^2 dR . \quad (36)$$

Таким образом, величину W_c можно рассматривать как "экспериментальную" вероятность обнаружения α -частицы на поверхности ядра.

Рассмотрим классификацию экспериментальных α -переходов на основе величин W_c . На рис.3 представлены логарифмы значений W_c как функции числа нейтронов N , рассчитанные с потенциалом (10) / 5 /, для большой группы четно-четных, нечетных и нечетно-нечетных сферических ядер ($140 \leq A \leq 230$). Подробная библиография экспериментальных работ, в которых получены α -ширины для исследуемых ядер, приведена в работах / 19,20 /.

На рис.3 прослеживается тенденция разбиения α -переходов на группы по степени " α -одночастичной запрещенности". Наиболее многочисленная группа соответствует в обычной терминологии облегченным α -переходам, когда вылетающая α -частица образуется из спаренных с моментом нуль пар нейтронов и протонов. Значения $\lg W_c$ для подавляющего большинства α -переходов этой группы ложатся в полосу шириной около 0,6, форма которой немонотонно зависит от числа нейтронов, причем $-3,8 \leq \lg W_c \leq -2,7$. Ниже этой полосы в области значений $-4,7 \leq \lg W_c \leq -3,8$ располагаются полублегченные α -переходы для ядер с $N = 127$ и $Z = 83$ (одна из пар нуклонов, образующих α -частицу, имеет ненулевой момент).

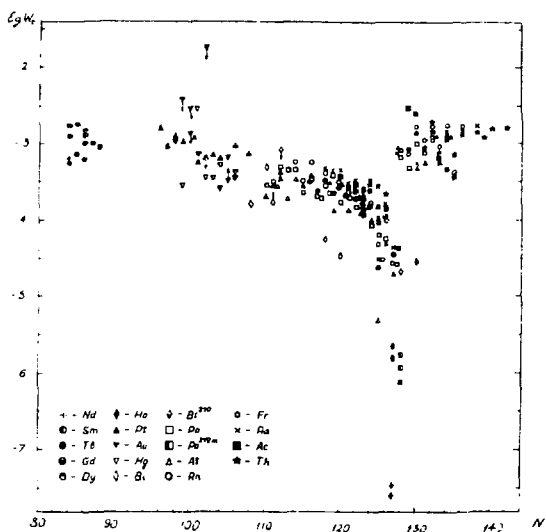


Рис.3 . зависимость логарифма экспериментальной вероятности нахождения α -частицы в поверхностной области ядра от числа нейтронов N .

Еще ниже в шкале величин $\lg W_c$ располагаются случаи облегченного α -распада ядер B_i^{210} и Po^{212m} ($-7,7 \leq \lg W_c \leq -5,6$), для которых обе пары нуклонов в улетающей α -частице обладают ненулевым моментом.

Классификация α -переходов по величинам W_c обладает предсказательной силой в той же мере, что и оболочечная классификация, проведенная в работах / 20 / на основе формулы (I) для ширины α -распада. Значения периодов полураспада для ряда ненадежно измеренных облегченных α -переходов, предсказанные исходя из относительного хода $W_c(N)$, оказываются в близком соответствии с предсказаниями, сделанными ранее в работах / 20 /.

В силу аргументов, приведенных в разделе 3, относительные значения вероятностей W_c слабо зависят от выбора параметров оптического потенциала, абсолютные же величины W_c увеличиваются в среднем в 2 раза при переходе от теоретического потенциала (10) / 5 / к потенциалу (30), (31) и приблизительно в 5 раз при использовании параметров (32). Эти изменения величин W_c связаны с уменьшением фактора проницаемости для барьеров, образованных феноменологическими потенциалами (31) и (32), и показывают масштаб неопределенности при получении абсолютных величин вероятностей W_c .

Учитывая отмеченные неопределенности, можно тем не менее сделать вывод, что вероятность нахождения α -частицы на поверхности ядра значительно меньше единицы, причем даже для наиболее благоприятных случаев облегченных α -переходов она не превышает величины $0,008 + 0,003$.

В свете этого заключения полезно обсудить результаты недавней работы / 21 /, в которой с помощью статистической предвзвешен-

вешной модели сделана попытка оценить вероятности Y_α образования α -частицы в основных состояниях четно-четных α -радиоактивных ядер. Величина Y_α определяется формулой типа (35), в которой в знаменателе фигурирует ширина Γ_0 , имеющая квазиклассический вид:

$$\Gamma_0 = (\mathcal{D}_\alpha / 2\pi) \bar{P}_L, \quad (37)$$

где \bar{P}_L - фактор проницаемости потенциального барьера, рассчитанный по формуле Рамуссена / 9 /, а \mathcal{D}_α - расстояние между уровнями в системе α -частица плюс дочернее ядро, причем, согласно гипотезе предравновесной модели, :

$$\mathcal{D}_\alpha = 4/\rho_{об.} \approx (0,25 + I) \text{ МэВ}. \quad (38)$$

Здесь $\rho_{об.}$ - плотность одночастичных оболочечных состояний вблизи поверхности Ферми. Величины Y_α , полученные в работе / 21 / для облегченных α -переходов, оказались в интервале $0,7 \leq Y_\alpha \leq 0,01$. Это приблизительно 80 + 200 раз больше соответствующих значений, получаемых для потенциала (30), (31), близкого к потенциалу Иго / 10 /, использованному в работе / 21 /.

Заметим, что кластерная ширина Γ_c^{**} также может быть представлена в форме (37), где вместо величины \mathcal{D}_α должна стоять величина $\mathcal{D}_c^{**} \approx 20 \text{ МэВ}$, соответствующая расстоянию между α -частичными уровнями в предположении объемной α -кластеризации. Оценивая интеграл, входящий в соотношение (34), для рассматриваемого случая $L=0$ получим $4\Gamma_c^{**} \approx \Gamma_{c,об.}^{**}$. Таким образом, отмеченная выше разница в значениях Y_α и W_c может быть объяснена только различием между величинами \mathcal{D}_α и \mathcal{D}_c^{**} , т.е. использованная в работе / 21 / плотность α -частичных уровней (38), представляется неоправданно завышенной.

Из рассмотрения рис.3 можно сделать некоторые заключения о свойствах α -кластерных уровней. Действительно, поскольку величины W_c весьма малы для всех исследованных ядер и плавно зависят от массового числа, то кластерные уровни могут проявляться только в виде правила сумм, будучи сильно фрагментированы по реальным ядерным состояниям (предел сильной связи / 6 /).

5. З а к л ю ч е н и е

Рассмотренная выше кластерная картина α -распада способна лишь констатировать зависимость α -ширин от ядерной структуры. Оболочечная модель ядра является в настоящее время единственной моделью, которая может претендовать на воспроизведение экспериментально наблюдаемых факторов запрета для α -распада/относительных α -ширин/. В расчетах /10,11,13/, проведенных с помощью формулы (1) в рамках оболочечной модели со смешиванием конфигураций и сверхтекучих корреляций, удалось удовлетворительно описать относительные вероятности α -распада. Однако абсолютные значения α -ширин, полученные в работах / 22,23 /, оказались на два порядка меньше экспериментальных. Этот факт можно качественно понять, используя результаты настоящей статьи. Действительно, асимптотическое поведение функции конечного канала в оболочечном приближении ($\psi_c^{0\delta}(R)$) определяется главным образом суммарной энергией связи четырех нуклонов, формирующих α -частицу / 24 /, и совершенно не похоже на правильную зависимость (12). Более того, значение функции $\psi_c^{0\delta}(R_{\alpha\alpha})$ составляет менее 0,02 от ее максимальной амплитуды в окрестности радиуса оболочечного потенциала.

Поскольку, например, для облегченных α -переходов вклад кластерной области в абсолютные α -ширины оказывается $\geq 80\%$ (см. раздел 2), легко понять, почему оболочечные α -ширины не превышают $\approx 1\%$ от соответствующих экспериментальных значений.

Таким образом, остается актуальной задача корректного включения в оболочечную картину α -распада кластерной асимптотики.

Таблица I

Родительское ядро	Q_c МэВ	L	$\Gamma_{cI}^m / \Gamma_c^m$	$\Gamma_{cII}^m / \Gamma_c^m$	$\Gamma_{cI, II}^m$
¹⁷⁴ Pt	6.20	0	0.39	0.125	3.10
¹⁹⁴ Po	7.02	0	0.41	0.11	4.35
²¹² Po	8.95	0	0.44	0.10	4.40
²¹⁰ At	5.66	2	0.46	0.125	3.60
²¹⁴ Fz	8.62	5	0.45	0.13	3.50
²¹⁶ Ac	9.27	5	0.45	0.13	3.50
^{212m} Po	8.67	13	0.52	0.21	2.50
^{212m} Po	8.67	17	0.70	0.24	2.90
^{212m} Po	11.88	18	0.64	0.22	2.90

ЛИТЕРАТУРА.

1. С.Г.Кадменский, Э.Е.Калечиц, ЯФ, 12, (1970), 70.
2. С.Г.Кадменский, В.Е.Калечиц, А.А.Мартынов. ЯФ, 14(1971), 1174.
3. С.Г.Кадменский, В.И.Фурман. Сообщение ОМЯИ Р4- 8729 , Дубна, 1975.
4. С.Г.Кадменский. Изв. АН СССР физ. 30, (1966), 1349.
5. С.Г.Кадменский, В.Е.Калечиц, С.И.Лопатко, В.И.Фурман, Б.Г.Хлебостроев ЯФ, 10, (1969), 730.
6. А.И.Базь. Материалы VI зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц, ч.1, Ленинград, 1971.
7. Р.Хофштадтер. В сб. "Электромагнитная структура ядер и нуклонов" ИЛ, Москва, 1958.
8. A.J. Gatto. Z. Phys. 143(1957)572.
9. Дж.Расмуссен. В сб. "Альфа-, бета-, гамма - спектроскопия". Атомиздат, Москва, 1963.
10. G. L. S. Gatto. Rev. 11 (1957) 117.
11. B. J. Vogt et al., Phys. Rev. 131, (1953) 177.
12. J. Schork, B. J. Vogt. Sov. J. Phys. 46(1968)1119.
13. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Квантовая механика. Физматгиз, Москва, 1963.
14. Г.Брейт. Теория резонансных ядерных реакций, ИЛ, Москва, 1961.
15. А.Лейн, Р.Томас. Теория ядерных реакций при низких энергиях, ИЛ, Москва, 1960.
16. B. J. Vogt et al., Phys. Rev. 61(1970)864.
17. А.А.Мартынов, Ю.П.Попов, В.И.Фурман. Программы и тезисы XX совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, ч.2, стр.251, Наука, Ленинград, 1970.
18. M.Gârja, A. Săndulescu. Z.F.Naturfor. 326a(1971)1389.

19. P. Hornshøj, P.G. Hansen, S. Jensen, H.L. Ravn, L. Vestgaard, O.B. Nielsen. Nucl.Phys. A230(1974)365.
20. С.Г.Кадменский, В.Е.Калечиц, А.А.Мартынов.
ЯФ, 13, (1971), 300; ЯФ, 16 (1972), 717; ЯФ, 17, (1973), 75.
21. R. Bonnetti, L. Milazzo-Colli. Phys.Lett. 49B(1974)17.
22. V.I. Furman, S. Holan, S.G. Kadmsky, G. Stratan. Nucl.Phys. A226(1974)131.
23. V.I. Furman, S. Holan, S.G. Kadmsky. Nucl.Phys. to be published.
24. V.I. Furman, S. Holan, S.G. Kadmsky, G. Stratan. Nucl.Phys. A239(1975)114.

Рукопись поступила в издательский отдела
24 марта 1975 год .