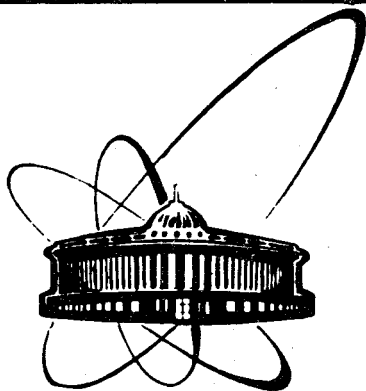


89-509

926085



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

К 134

P4-89-509

С.Г.Кадменский, С.Д.Кургалин, В.И.Фурман,
Ю.М.Чувильский

ОПТИЧЕСКИЕ ПОТЕНЦИАЛЫ СОСТАВНЫХ ЧАСТИЦ
И КЛАССИФИКАЦИЯ РАСПАДОВ
С ИСПУСКАНИЕМ ТЯЖЕЛЫХ КЛАСТЕРОВ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1989

I. Введение

Обнаружение и последующие измерения вероятности испускания ионов ^{14}C из $^{222-226}\text{Ra}$, ^{24}Ne из $^{232-234}\text{U}$ и ^{231}Pa , ^{28}Mg из ^{234}U и ^{236}Pu , а также ^{32}Si из ^{238}Pu / I-7 / вместе с интенсивными исследованиями других перспективных ядер ставят на повестку дня задачи теоретической интерпретации явления и прогнозирования результатов последующих измерений. Для этого важно надежно установить основные качественные закономерности процесса спонтанного распада с испусканием тяжелых кластеров. Поиск аналогий естественно вести, сравнивая новое явление с двумя другими известными видами радиоактивности с испусканием составных частиц: спонтанным делением и α -распадом.

Экспериментальные и теоретические исследования основных особенностей деления однозначно приводят к заключению о сильной перестройке ядра в процессе его развала на пару фрагментов сравнимой массы^{/8 /}. Действительно, эксперимент показывает, что осколки деления i и j , выходящие с заметной вероятностью, имеют среднюю кинетическую энергию разлета T_{ij} , которая немного меньше энергии кулоновского взаимодействия этих осколков в точке контакта V_{ij}^{coul} , если считать, что они имеют равновесную форму. При этом величина Q_{ij} энерговыхода процесса оказывается достаточной, чтобы в некотором диапазоне значений деформации фрагментов β_i и β_j , больших либо равных их равновесных значений β_i^0 и β_j^0 , энергия кулоновского взаимодействия

$V_{ij}^{coul}(\beta_i, \beta_j)$ удовлетворяла условию

$$Q_{ij} \geq V_{ij}^{coul}(\beta_i, \beta_j) + \Delta E_i^{def}(\beta_i) + \Delta E_j^{def}(\beta_j),$$

где $\Delta E_{ij}^{def}(\beta_{ij}) = E_{ij}^{def}(\beta_{ij}) - E_{ij}^{def}(\beta_{ij}^0)$,

причем $E_{i(j)}^{def}(\beta_{i(j)})$ — энергия деформации фрагмента $i(j)$, соответствующая значению $\beta_{i(j)}$. Таким образом, для сильно вытянутых состояний осколков процесс их разлета оказывается над- или околобарьерным. В предельном случае холодного деления

$Q_{ij} \approx T_{ij} \approx B_{ij}^{coul}(\beta_{i1}^0, \beta_{j1}^0)$, однако относительная вероятность такого деления мала. С теоретической точки зрения ядро имеет шанс разделиться на пару деформированных (в исключительных случаях — сферических) осколков, если перед разрывом оно оказывается сильно вытянутым (с параметром деформации, более чем вдвое превышающим равновесное значение). Стадия перехода в это состояние описывается на языке коллективных моделей с учетом оболочечных поправок при существенном использовании приближения адиабатичности деформации по отношению к одночастичному движению. Акт разрыва, который происходит неадиабатически, приводит, главным образом, к образованию сильно возбужденных фрагментов с энергиями возбуждения $E_{i(j)}^* \geq \Delta E_{i(j)}^{def}$.

Явление α -распада кардинально отличается от деления тем, что энергосвободное Q_α при развале родительского ядра A_i на α -частицу и дочернее ядро A_f всегда значительно меньше высоты кулоновского барьера $B_{\alpha A_f}^{coul}$, и дочернее ядро образуется в основном или слабо возбужденном состояниях, т.е. имеет место подбарьерный неадиабатический процесс без существенной перестройки родительского ядра. Последнее свойство указывает на близость α -распада прямым ядерным реакциям с передачей или выбиванием кластеров, для которых приведенная вероятность определяется значением соответствующих оболочечных спектроскопических факторов.

При распаде ядер с испусканием тяжелых кластеров X ($X = {}^{14}\text{C}$, ${}^{24}\text{Ne}$, ${}^{28}\text{Mg}$, ${}^{32}\text{Si}$), как и при α -распаде, сохраняется соотношение

$$Q_X < B_{X\alpha}^{\text{calc}}, \text{ т.е. процесс оказывается глубокоподбарьерным.}$$

Эксперимент / I-7 / показывает, что энергия вылетевших фрагментов $E_X^{\text{exp}} \approx Q_X A_f / A_i$, значит, дочерние ядра и кластеры оказываются практически невозбужденными. Оба эти аргумента указывают на то, что заметной перестройки родительского ядра в процессе распада не происходит, а X -распад, по всей видимости, является аналогом α -распада. Этот вывод не согласуется с гипотезой о механизме X -распада как сверхасимметричного деления, принятой в теоретических работах /9/. Заметим, однако, что с ростом массы A_X вылетающего кластера X значения соответствующего отношения $Q_X / B_{X\alpha}^{\text{calc}}$ увеличиваются, так что в конечном итоге должен произойти переход к "делительному" механизму.

В теории α -распада установлено, что структура родительского и дочернего ядер существенно влияет на вероятности α -переходов, определяя их классификацию. Для демонстрации этого влияния в теории α -распада вводится в рассмотрение поверхностная кластерная область родительского ядра A_i , в которой полностью сформированы фрагменты распада: α -частица и дочернее ядро. Оценки, сделанные в /10/, показывают, что для α -частиц в качестве внутренней границы кластерной области может быть использовано значение

$$R = R_{cl} = r_0 (A_f^{1/3} + A_\alpha^{1/3}),$$

где $r_0 = 1,20$ фм. Сказанное легко обобщается на случай распада родительского ядра с вылетом кластера X . При этом, например, в соотношении для R_{cl} $A_\alpha^{1/3}$ заменяется на $A_X^{1/3}$. По аналогии с α -распадом кластерный формфактор частицы X при от-

существом связи каналов удовлетворяет уравнению Шредингера:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu_x} \frac{d^2}{dR^2} - \frac{\hbar^2 L(L+1)}{2\mu_x R^2} + V_{xAf}^{coul}(R) + V_{xAf}^{nucl}(R) - Q_x \right] \phi_{xc}^{cl}(R) = 0 \quad (1)$$

с граничным условием

$$\lim_{R \rightarrow R_1} \phi_{xc}^{cl}(R) \rightarrow \sqrt{\frac{\Gamma_{xc} k_{xc}}{Q_x}} G_c(R), \quad (2)$$

где $G_c(R)$ - нерегулярная кулоновская функция, Γ_{xc} - ширина распада ядра A_i в канал c ($c \equiv J_f, \sigma_f, L$), $k_{xc} = \sqrt{2\mu_x Q_x} / \hbar$ и Q_x - волновой вектор и энергия относительного движения частицы X и дочернего ядра, μ_x - приведенная масса частицы X . Радиус R_1 в (2) соответствует точке, лежащей в подбарьерной области левее внешней кулоновской точки поворота, где выполняется условие $G_c(R_1) \gg F_c(R_1)$, причем $F_c(R_1)$ - регулярная кулоновская функция. Ядерный потенциал взаимодействия частицы X с дочерним ядром $V_{xAf}^{nucl}(R)$ в (1) совпадает с действительной частью оптического потенциала частицы X . Интегрируя уравнение Шредингера (1) от точки R_1 вовнутрь, можно восстановить экспериментальный кластерный формфактор $\phi_{xc}^{cl}(R)$ во всей кластерной области $R_{cl} \leq R \leq R_1$ и рассчитать кластерный спектроскопический фактор W_{xc}^{cl} частицы X :

$$W_{xc}^{cl} = \int_{R_{cl}}^{R_1} [\phi_{xc}^{cl}(R)]^2 dR. \quad (3)$$

Величина W_{xc}^{cl} пропорциональна интегралу по кластерной области от приведенной ширины $\gamma_{xc}^2(R)$. В силу интегрального определения эта величина является более устойчивой к малым вариациям радиуса канала R_c , нежели $\gamma_{xc}^2(R)$, и может быть использована для классификации различного типа распадов с испусканием

частиц X . Известно, что все α -переходы по величинам $W_{\alpha c}^{cl}$ можно разделить на четыре группы: облегченные, полубо-легченные, необлегченные и конфигурационно-запрещенные. Для облегченных α -переходов между основными состояниями четно-четных ядер значения $(W_{\alpha c}^{cl})_{J_i=J_f=0} = (W_{\alpha c}^{cl})_{чет.чет}$ оказываются наибольшими и с их помощью можно ввести экспериментальные факторы запрета $F_{\alpha c}'$ для всех остальных переходов:

$$F_{\alpha c}' = (W_{\alpha c}^{cl})_{чет.чет} / W_{\alpha c}^{cl}, \quad (4)$$

где в качестве эталонного $(W_{\alpha c}^{cl})_{чет.чет}$ может браться фиксированный или усредненный по нескольким четно-четным переходам кластерный спектроскопический фактор III . Для других облегченных α -переходов $J_i=J_f \neq 0$; $L=0$ значения $F_{\alpha c}'$ меняются от 1 до 3, для полубо-легченных - от 10 до 100, для необлегченных - от 100 до 1000 и для конфигурационно-запрещенных α -переходов $F_{\alpha c}' > 10^3$.

В отличие от α -распада, где потенциал ядерного взаимодействия α -частицы с дочерним ядром $V_{\alpha A_f}^{nuccl}(R)$ из (I) хорошо исследован во всей кластерной области с помощью упругого рассеяния α -частиц, реакций (n, α) и многих других, проблема описания взаимодействия тяжелый ион - тяжелое ядро на расстояниях, близких к внутренней границе кластерной области, в настоящий момент далека от своего окончательного решения. В то же время вероятности глубокоподбарьерных процессов критически зависят от вида потенциала $V_{\alpha A_f}^{nuccl}(R)$ во всей классически запрещенной области. Поэтому важно проанализировать феноменологические и теоретические методы построения потенциалов $V_{\alpha A_f}^{nuccl}(R)$, отобрать потенциалы, применимые в исследуемой области взаимодействия тяжелый кластер - дочернее ядро.

Цель данной работы - провести анализ устойчивости к выбору потенциала $V_{\text{ХАР}}^{\text{мисс}}(R)$ значений кластерных спектроскопических факторов, факторов запрета и тем самым возможности однозначной классификации распадов с испусканием тяжелых кластеров X . Итогом этого анализа является построение классификации всех экспериментально исследованных X -переходов.

2. Проблемы построения потенциалов кластер-ядро

В современной литературе можно найти многочисленные и весьма разнообразные версии феноменологических потенциалов $V_{\text{ХАР}}^{\text{мисс}}(R)$, описывающих упругое рассеяние, сечения реакций и других неупругих процессов при взаимодействии составных частиц с ядрами. Отмеченное разнообразие является следствием известных дискретной и непрерывной неоднозначностей извлечения параметров феноменологических потенциалов в обратной задаче рассеяния. Первая из них возникает, когда близкое по качеству описание дают потенциалы, отличающиеся числом связанных состояний, вторая - когда данные описываются потенциалами из одного дискретного класса, отличающимися набором параметров (например, неопределенности типа глубокий-узкий или мелкий-широкий). Ситуация усугубляется, если исследуется канал с сильным поглощением. Существенно влияют на результаты решения обратной задачи и экспериментальные ошибки.

Тем не менее неоднозначности в потенциалах взаимодействия d , T , ${}^3\text{He}$ и α -частиц с ядрами могут быть устранены при прецизионном исследовании рассеяния соответствующих частиц достаточно высокой энергии в широком диапазоне углов / I2 /. Не менее информативно в этом смысле и редуцированное рассеяние / I3 /. Ограничения на параметры потенциалов взаимодействия α -частиц с тяжелыми ядрами получаются из анализе подбарьерной (n, α) -реакции / I0 /.

Для ядер-мишеней, на которых исследования были проведены одним из указанных выше способов, свойства потенциалов оказались единообразными.

При подгонке на классе L -независимых потенциалов, во-первых, глубина действительной части любого из них составляет $\approx 50 m_x / m_N$ МэВ, т.е. все они относятся к разряду "глубоких". Во-вторых, число связанных состояний в таких потенциалах не меньше числа запрещенных состояний кластера в родительском ядре, т.е. указанные потенциалы не противоречат обобщенной теореме Лавинсона (см. ниже).

Подгонка экспериментальных сечений L -зависимыми потенциалами не приводит в исследованных случаях к существенному улучшению описания, несмотря на значительное увеличение числа параметров, кроме того, теряется однозначность их выбора. Это свидетельствует в пользу варианта с L -независимым потенциалом.

При переходе к более тяжелым ядрам-мишеням из-за экспоненциального спада сечения рассеяния в области малых энергий и больших углов получить набор данных, достаточный для устранения неоднозначностей, оказывается затруднительным. Для кластеров с массой $m_x > 4$ не наблюдаются экспериментально и (n, x) - процессы. Имеющиеся в литературе версии феноменологических потенциалов $V^{нисл}(R)$ взаимодействия ядер с массой $A \approx 208$ с "легкими" тяжелыми ионами I^2-I^4C , I^6O и т.п. нацелены на описание упругого рассеяния и некоторых реакций.

Почти все феноменологические потенциалы имеют глубину V_0 порядка нескольких десятков МэВ, т.е. относятся к классу "мелких", не содержащих ни одного связанного состояния. Для фиксированной пары, несмотря на заметные внешние различия, они дают довольно близкие значения положения и высоты барьеров. В то же время уже

в кластерной области ход потенциальных кривых начинает серьезно отличаться. Пример такого поведения для потенциалов $^{18}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ показан на рисунке. Из-за сильного поглощения в этой области рассчитанные с различными потенциалами $V^{nucel}(R)$ сечения упругого рассеяния в широком диапазоне энергий оказываются одинаковыми. Для описания глубоководбарьерных процессов данный класс потенциалов не подходит, так как, во-первых, не имеет связанных состояний (не удовлетворяет обобщенной теореме Левинсона) и, во-вторых, его левый склон выбирается практически произвольно, в то время как зависимость от формы этого склона величины W_{xc}^{cl} , пропорциональной проницаемости барьера, очень сильная.

Что касается потенциалов, используемых для описания околобарьерного слияния тяжелых ионов, то они являются эффективными потенциалами, моделирующими сильную связь каналов, характерную для данного процесса, и, таким образом, не имеют прямого отношения к рассматриваемым нами потенциалам $V^{nucel}(R)$, ориентированным на описание одного, упругого, канала.

Вследствие сказанного при построении модели взаимодействия мы вынуждены пользоваться определенными теоретическими схемами.

Наиболее подробную и точную информацию о кластерных каналах дает единая теория ядра (БТЯ) /14/. Исходным пунктом схемы является использование микроскопического A -тельного гамильтониана. Решение ищется в виде A_i -нуклонной волновой функции, которая содержит в себе функции одного или нескольких каналов кластеризации и поляризионные члены. Последние обычно — оболочечные функции основного и наиболее низких возбужденных состояний системы A_i :

$$\psi_{A_i}^- = \sum_c \hat{A}_i \{ \psi_{A_p}^c \psi_x^c \phi^c(r) \} + \sum_K \psi_{A_i}^{K-}. \quad (5)$$

На полном базисе решение (5) является точным. Волновые функции двухтельной системы получаются проектированием решения (5) в нужный кластерный канал C_0 :

$$\phi_{X_{C_0}}(R) = \langle \Psi_{A_i}^- / U_{X_{C_0}} \rangle. \quad (6)$$

Формфактор (6) хорошо описывается как в кластерной области (за счет явного включения канала C_0 в $\Psi_{A_i}^-$), так и в оболочечной области (за счет поляризационных членов). При достаточном базисе с помощью (5) и (6) можно описать и промежуточную (между кластерной и оболочечной) область.

В то же время аппарат единой теории весьма сложен и реальные расчеты оказались возможными лишь для легких систем типа ($\alpha + \alpha$, $\alpha + T$ и т.п. / I4 /). Существует единственный и дающий неполную картину расчет чрезвычайно важной системы $\alpha + {}^{208}\text{Pb} / \text{I5} /$. Очень широко представлены в литературе работы, сделанные в рамках одноканального и многоканального метода резонирующих групп (МРГ)-приближения единой теории, где в пробной функции (5) пренебрегают поляризационными членами. Как и в единой теории, технические трудности ограничивают возможности метода небольшим числом каналов и не слишком большими массами A_p и X . Авторам известны исследования систем $\alpha + {}^{40}\text{Ca} / \text{I6} /$, ${}^{16}\text{O} + {}^{16}\text{O} / \text{I7} /$, и, в некотором приближении, ${}^{16}\text{O} + {}^{40}\text{Ca} / \text{I8} /$. Необходимо заметить, что пренебрежение поляризационными членами для тяжелых систем является достаточно грубым: МРГ хорошо работает для легких систем $\alpha + \alpha$, $T + {}^3\text{He}$ и т.д. и систем, где кластеризация в канале C достаточно хорошо выражена (например $\alpha + {}^{16}\text{O}$). В остальных случаях МРГ может претендовать, скорее, лишь на описание формфактора в кластерной области.

Расчеты в рамках БТЯ и МРГ наглядно демонстрируют, что в общем случае многообразие свойств системы двух составных частиц нельзя сколько-нибудь точно описать в двухтелном формализме. Формфактор (6) в принципе не является собственной функцией какого-либо двухтельного гамильтониана, а в одноканальном МРГ-приближении он особым образом нормирован и с точностью до нормировки совпадает с решением уравнения Шредингера с нелокальным оператором $V^{нчс} \varrho(R, R')$ весьма сложного вида. В этом смысле попытки свести задачу взаимодействия двух составных частиц к двухтельной с каким-либо привычным локальным потенциалом приводят к результатам с ограниченной областью применимости. Наиболее последовательная схема построения эквивалентного локального потенциала (ЭЛП)-метод ортогональных условий (МОУ). Она предложена Саито / 19 / . В уравнении МРГ

$$\int [T(R, R') + V(R, R') + EK(R, R')] \phi(R') dR' = E \phi(R), \quad (7)$$

где

$$\hat{A} = 1 + \sum_P (-1)^P \hat{P} \quad (8)$$

оператор антисимметризации, \hat{P} - оператор перестановки,

$$T(R, R') = \langle \Psi_{A_f} \Psi_x \delta(R'' - R) / \sum_i T_i / \hat{A} \Psi_{A_f} \Psi_x \delta(R'' - R') \rangle, \quad (9)$$

$$V(R, R') = \langle \Psi_{A_f} \Psi_x \delta(R'' - R) / \sum_{ij} V_{ij} / \hat{A} \Psi_{A_f} \Psi_x \delta(R'' - R') \rangle, \quad (10)$$

$$K(R, R') = 1 - \langle \Psi_{A_f} \Psi_x \delta(R'' - R) / \hat{A} \Psi_{A_f} \Psi_x \delta(R'' - R') \rangle, \quad (11)$$

искомая функция $\phi(R)$ разлагается по собственным функциям ин-

тегрального ядра $K(R, R')$

$$\phi(R) = \sum_{n=0}^{\infty} \langle \phi(R) / \phi_n(R) \rangle \phi_n(R), \quad (I2)$$

где $\phi_n(R)$ удовлетворяют уравнению

$$\int K(R, R') \phi_n(R') dR' = \lambda_n \phi_n(R). \quad (I3)$$

Если спектр собственных значений λ_n имеет простой вид

$$\lambda_n = \begin{cases} 1 & n \leq n^0 \\ 0 & n > n^0 \end{cases} \quad (I4)$$

(реализуются только запрещенные или разрешенные состояния), то для состояний с $\lambda_n = 1$ уравнение (I3) эквивалентно условию

$$\int \hat{A} \{ \psi_{A_f} \psi_x \phi_n(R) \} > = 0, \quad (I5)$$

т.е. при переходе от A_i -частичного уравнения к двухтелному возникает неоднозначность, связанная с тем, что в первое из них можно подставлять функции (I5) с произвольным весом. В МОУ эта неоднозначность устраняется ортогонализацией $\phi(R)$ к запрещенным состояниям:

$$\langle \phi(R) / \phi_n(R) \rangle = 0 \quad \text{для } n \leq n^0. \quad (I6)$$

Тогда, имея в виду условие (I4), третий член уравнения (7) оказывается равным нулю. Дополнительное приближение работы / I9 / - пренебрежение обменными (связанными с нетривиальными перестановками из (8)) матричными элементами операторов (9) и (I0) сводило соотношение (7) к уравнению

$$(T^D + V^D - E) \phi(R) = 0, \quad (I7)$$

где T^D и $V^D(R)$ - "прямые" кинетический и потенциальный

члены, являющиеся, очевидно, локальными в случае, если V_{ij} не содержит обменных членов. Выражение для потенциала

$$V^D(R) \equiv \langle \Psi_{Ap} \Psi_x / \sum_{ij} V_{ij} / \Psi_{Ap} \Psi_x \rangle \quad (I8)$$

при этом оказалось полностью аналогичным широко используемому в исследованиях тяжелых ядер выражению для фолдинг-потенциала. Таким образом, процедура построения таких потенциалов получила микроскопическое обоснование.

Более точные (учитывающие обменные члены) исследования /20/ систем легких кластеров $\alpha+d$, $\alpha+t$, $\alpha+d$ и т.п., для которых приближенно выполняются условия (I4), показали, что МОУ дает очень хорошее описание фаз рассеяния и связанных состояний в широком диапазоне моментов L и энергий E этих систем. Эквивалентный локальный потенциал $V^{nucel}(R)$ для этих систем, построенный методами работ /20/, моделирующий сумму $V^D(R)$ и нелокальных обменных членов кинетической энергии и потенциальной энергии ядерного взаимодействия, оказался: 1) L - независимым, 2) E - независимым, 3) глубоким ($\approx 50 \mu x / m_N$ (МэВ)) притягивающим потенциалом, обменная часть которого обладает свойствами 1,2 и усиливает притяжение в $V^{nucel}(R) \sim$ в 1,5 раза по сравнению с $V^D(R)$. 4) фазы $\delta_L(E)$ потенциального рассеяния в нем удовлетворяют обобщенной теореме Левинсона

$$\delta_L(0) = n_0(L)\pi, \quad (I9)$$

где $n_0(L)$ соответствует числу связанных состояний с моментом L в потенциале $V^{nucel}(R)$.

Исследование более тяжелых пар ионов затрудняется наличием в спектре ядра интегрального уравнения (I3) большого набора полузапрещенных состояний $0 \leq \lambda_n < 1$. Методы построения эквива-

лентных локальных потенциалов в этом случае развиты в цикле работ Х.Хориучи с сотрудниками (см. напр. /21/). Исследованы системы $^{16}\text{O}+\alpha$, $^{40}\text{Ca}+\alpha$, $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ и т.п. Отмеченные выше свойства потенциалов в этих системах сохраняются. Исключение составляет свойство 2 - появляется плавная зависимость обменных матричных элементов от энергии - с ростом E они по модулю уменьшаются.

Для двух систем ($^{16}\text{O}+$ и $^{40}\text{Ca}+$), исследованных группой Хориучи, эмпирические данные в широком угловом диапазоне позволили одновременно получить и феноменологические потенциалы. Совпадение результатов при различных энергиях оказалось хорошим / 22/, особенно, если слегка варьировать затравочный NN -потенциал V_{ij} . Количественные исследования потенциалов $V^{nuc\ell}(R)$ для еще более тяжелых ядер-мишеней на достаточно высоком теоретическом уровне в настоящее время не проведены из-за большого объема вычислений. Однако, с точки зрения теоретической, качественные свойства взаимодействия интересующих нас пар кластер-ядро практически ничем не отличаются от исследованных. Некоторое экспериментальное подтверждение этому - сохранение свойств потенциала α -частица-ядро при переходе от легких ядер к тяжелым.

В итоге для взаимодействия кластер - тяжелое ядро в области глубокоподбарьерных энергий единственной оправданной и реализуемой возможностью остается использование фолдинг-потенциалов разных типов - как двойных, получающихся чаще всего преобразованием выражения (18) к формулам, содержащим плотности пространственных распределений сталкивающихся ядер:

$$V_{\frac{1}{2}}^{nuc\ell}(R) = \int \rho_A(\vec{r}_1) \rho_X(\vec{r}_2) V_{NN}(\vec{R} + \vec{r}_1 - \vec{r}_2) d^3r_1 d^3r_2, \quad (20).$$

так и одинарных, при получении которых производится свертка оптического потенциала нуклон-ядро с плотностью пространственного распределения кластера:

$$V_I^{nucle}(R) = \int \rho_X(\vec{r}) V_{NAf}(\vec{R} + \vec{r}) d^3r. \quad (21)$$

Глубина фолдинг-потенциала существенно зависит от вида затравочного V_{NN} (для двойного) или V_{NAf} (для одинарного) взаимодействия и может варьировать, при исследовании тяжелых ядер, на десятки процентов. Масштаб этих вариаций, видимо, примерно такой же, как и масштаб обменной части потенциала. Поскольку при этом экспериментальные данные не дают возможности выделить определенный тип затравочного взаимодействия, можно сказать, что фолдинг-потенциалы воспроизводят потенциалы с учетом обменных членов с некоторой (хотя, возможно, и недостаточной) точностью. К тому же часть обменного взаимодействия в затравочных оптических потенциалах N -ядро содержится. Схема, претендующая на введение поправок, учитывающих обменные эффекты в двойной фолдинг-процедуре, предложена в работе /23/. Заметим, однако, что в интересующей нас кластерной области роль обменных компонент взаимодействия уменьшается.

В заключение раздела укажем, что выше мы обсуждали лишь существенно неадиабатические потенциалы взаимодействия составных частиц, волновые функции которых ψ_{Af} и ψ_X фиксированы как своими квантовыми числами, так и параметрами, характеризующими их размер и форму. Существует другой класс потенциалов, которые строятся по следующей схеме. Для фиксированного расстояния между центрами масс фрагментов R в каких-либо предположениях — адиабатических или эадиабатических — вычисляется полная энергия системы, которая и объявляется потенциалом. Этот способ описания взаимо-

действия также используется при исследовании X -распада /19/. В асимптотической области, несколько правее максимума барьера, эти потенциалы совпадают с фолдинг-потенциалами /24/. Во внутренней области за точкой контакта переменная R теряет смысл координаты относительного движения и становится параметрической переменной. Уравнение, описывающее систему в этой области, не относится, вообще говоря, к шредингеровскому типу, а является уравнением Хилла-Уиллера /25/. Поэтому, хорошо описывая асимптотическую область, данный подход не дает возможности установить связь внешней области с внутренней (оболочечной) областью ядра. Именно это вынудило авторов работ /9/ использовать чисто феноменологические способы описания взаимодействия левее точки контакта. В наиболее интересной для нашего исследования области левого склона барьера подходы такого типа дают, за счет включения в потенциал кинетической энергии относительного движения фрагментов, заметно более пологое убывание, что приводит к серьезному занижению проницаемости барьера. Это убывание затем переходит в отталкивание во внутренней области, так что потенциал зачастую не содержит квазисвязанных состояний. Кроме того, взаимодействие фрагментов в области их перекрывания при использовании потенциала плотности энергии и его упрощенной версии проксимити-потенциала /26/ описывается недостаточно корректно, если в качестве функционала плотности-энергии используется статическая, не зависящая от кинетической энергии налетающего кластера форма $E(p_{nucel})$, отвечающая адиабатической гипотезе для относительного движения дочернего ядра и кластера. В силу сказанного использование потенциалов последнего типа представляется неоправданным.

Таблица I

Кластерные спектроскопические факторы w_{xc}^{cl} для различных потенциалов $v_{XA_f}^{числ}$

Распад $A_i \rightarrow X + A_f$	$w_{xc}^{(1)}$	$w_{xc}^{(2)}$	$w_{xc}^{(3)}$	$w_{xc}^{(4)}$	$w_{xc}^{(5)}$	$w_{xc}^{(6)}$	$w_{xc}^{(7)}$	$w_{xc}^{(8)}$	ГЭКС, МэВ	Лит- ра
$^{222}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$	2,9(-10)	1,6(-8)	3,7(-8)	1,8(-6)	6,0(-6)	1,6(-6)	2,2(-6)	1,7(-9)	4,35(-33)	/2/
$^{223}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{209}\text{Pb}$	3,1(-12)	1,8(-10)	4,0(-10)	2,2(-8)	7,1(-8)	1,9(-8)	2,7(-8)	1,5(-11)	2,89(-37)	/1;2/
$^{224}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{210}\text{Pb}$	2,2(-10)	1,5(-8)	3,0(-8)	1,9(-6)	6,3(-6)	1,5(-6)	2,3(-6)	8,9(-10)	5,75(-38)	/2/
$^{226}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{212}\text{Pb}$	0,82(-10)	6,6(-9)	1,2(-8)	9,2(-7)	3,2(-6)	7,2(-7)	1,1(-6)	2,2(-10)	2,13(-43)	/2/
$^{230}\text{Th} \rightarrow ^{24}\text{Ne} + ^{206}\text{Hg}$	2,2(-18)	1,2(-15)	3,2(-15)	2,0(-12)	1,3(-11)	1,3(-12)	2,4(-12)	2,7(-17)	1,04(-46)	/2/
$^{231}\text{Pa} \rightarrow ^{24}\text{Ne} + ^{207}\text{Tl}$	1,1(-19)	5,4(-17)	1,5(-16)	9,8(-14)	6,7(-13)	6,7(-14)	1,2(-13)	1,1(-18)	2,68(-45)	/3/
$^{232}\text{U} \rightarrow ^{24}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$	7,1(-19)	3,3(-16)	9,6(-16)	6,1(-13)	4,2(-12)	4,3(-13)	7,8(-13)	7,1(-18)	3,97(-43)	/4/
$^{233}\text{U} \rightarrow ^{24}\text{Ne} + ^{209}\text{Pb}$	4,5(-20)	2,5(-17)	6,7(-17)	5,9(-14)	3,9(-13)	3,8(-14)	7,1(-14)	5,7(-18)	6,90(-47)	/5/
$^{234}\text{U} \rightarrow ^{24}\text{Ne} + ^{210}\text{Pb}$	7,8(-18)	5,1(-15)	1,2(-14)	1,3(-11)	8,8(-11)	8,3(-12)	1,5(-11)	7,4(-17)	3,90(-47)	/6/
$^{234}\text{U} \rightarrow ^{28}\text{Mg} + ^{206}\text{Hg}$	6,1(-22)	7,0(-19)	2,1(-18)	2,8(-15)	2,5(-14)	1,9(-15)	3,5(-15)	1,9(-20)	1,29(-47)	/6/
$^{236}\text{Pu} \rightarrow ^{28}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$	2,0(-22)	1,9(-19)	6,7(-19)	9,4(-16)	8,1(-15)	6,1(-16)	1,2(-15)	7,2(-21)	5,07(-44)	/7/

Символ (-n) означает фактор 10^{-n} .

3. Результаты расчетов и обсуждение

Процедура вычисления кластерных спектроскопических факторов W_{xc}^{cl} базировалась на решении уравнения (I), в котором в качестве потенциала $V_{xA\beta}^{nucel}(R)$ использовался одинарный или двойной фолдинг-потенциал. Нуклонная плотность кластера в выражениях (20) и (2I) бралась из работы /27/ и дочернего ядра - из /28/. В варианте одинарного фолдинга использовались затравочные $V_{NA\beta}$ потенциалы из работ: 1 - /29/, 2 - /30/, 3 - /31/, для фолдинга двойного V_{NN} - потенциалы из работ: 4 - /23/, 5 - /32/, 6 - /32/, 7 - /33/. Кроме того, использовался также глубокий феноменологический потенциал 8 - из /34/. В тех случаях, когда феноменологическая форма потенциального барьера для пары $x \neq A\beta$ была известна, проводилось сравнение с формой барьера для фолдинг-потенциала. Во всех таких случаях различия оказались не слишком большими и не принимались во внимание, поскольку сами феноменологические оптические потенциалы изучались при довольно высоких (по сравнению с распадом) энергиях, а вклад обменных членов, эффективно учитываемый в этих потенциалах, зависит от энергии.

В табл. I для различных пар x и $A\beta$ приведены значения W_{xc}^{cl} , рассчитанные с указанными выше потенциалами. Обращают на себя внимание большие вариации величин W_{xc}^{cl} для фиксированного канала c в зависимости от выбора потенциала. Для $X = {}^{14}\text{C}$ они достигают четырех, для ${}^{24}\text{Ne}$ - семи, а для ${}^{28}\text{Mg}$ - восьми порядков. На три порядка могут отличаться результаты расчетов в потенциалах 3 и 8, для которых различия в форме барьеров много меньше характерных ошибок извлечения их параметров из данных по рассеянию. Возникает серьезная проблема, которой, практически, не

было в процессах с α -частицами, где для различных фолдинг-потенциалов величины W_{xc}^{cl} меняются всего в 5-6 раз / 10 /, что близко к неопределенностям вычисления абсолютных ширин α -распада. К тому же использование данных по $(n\alpha)$ -реакции позволяет сузить масштаб указанных вариаций почти вдвое.

Необходимо отметить, что размах вариаций величин W_{xc}^{cl} в исследуемых случаях X-распада примерно такой же, как при использовании чисто кулоновского потенциала с обрезанием для взаимодействия кластер-ядро, если менять радиус обрезания $\approx 15\%$. При отказе от принципов отбора потенциалов $V_{xap}^{nucel}(R)$, принятых выше, вариации величин W_{xc}^{cl} возрастут еще на несколько порядков. Например, барьер для проксимити-потенциала / 26 / оказывается выше, чем для всех исследованных потенциалов из табл. I. Таким образом, для любых теоретических схем существуют серьезные неопределенности при рассмотрении абсолютных вероятностей кластерного распада. С этой точки зрения полезно изучить ситуацию с факторами запрета / II /. В табл. 2 приведены значения

F_{xc} , рассчитанные по формуле (4) с теми же потенциалами, что и в табл. I. В качестве $(W_{xc}^{cl})_{чет. чет.}$ использовалось значение, усредненное по соседним ядрам. Видно, что в отличие от величин

значения факторов запрета устойчивы относительно выбору потенциала $V_{xap}^{nucel}(R)$. По всей видимости, такая устойчивость сохранится и для более широкого класса потенциалов.

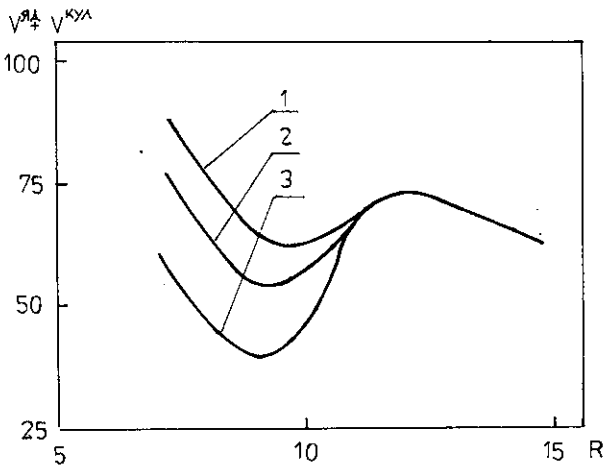
Для всех изученных экспериментально случаев распада нечетного ядра наблюдается устойчивое достоверное подавление вероятности распада по отношению к вероятности распада четно-четного. Этот факт был впервые установлен в работах / 35, 36 /.

Конкретные значения фактора запрета F_{xc} , как видно из табл. 2, находятся в пределах I3-II6. Аналогичным масштабом

Таблица 2

Факторы запрета \mathcal{F}_{XC}

$A_i \rightarrow X + A_f$	(I)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	$\langle \mathcal{F}_{\text{XC}} \rangle$
$^{223}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{209}\text{Pb}$	82	86	84	84	87	82	83	87	84,3
$^{231}\text{Pa} \rightarrow ^{24}\text{Ne} + ^{207}\text{Tl}$	I3	I4	I4	I3	I3	I3	I3	I5	I3,5
$^{233}\text{U} \rightarrow ^{24}\text{Ne} + ^{209}\text{Pb}$	94	II0	97	II5	II6	II2	III	7I	IO3,5



Форма потенциального барьера для различных феноменологических оптических потенциалов взаимодействия ядер ^{18}O и ^{208}Pb с параметрами вещественной части: 1 - $V_0 = 40$ МэВ, $R_0 = 10,7$ фм, $\alpha = 0,6$ фм, 2 - $V_0 = 56$ МэВ, $R_0 = 10,25$ фм, $\alpha = 0,68$ фм, 3 - $V_0 = 72$ МэВ, $R_0 = 10,25$ фм, $\alpha = 0,63$ фм.

факторов запрета 5+200 характеризуются полублагоченные α -переходы в ядрах. Как в α -, так и в X-распаде факторы запрета описывают относительное уменьшение вероятности переходов между уровнями нечетных (родительского и дочернего) ядер, различающи-

мися по спине (во всех изученных случаях X -распада, как и в α -распаде испускается частица со спином 0). Такое единообразие свойств α - и X -распада служит экспериментальным доказательством единой природы этих явлений, подтверждает важную роль структурных эффектов в X -распаде. Воспроизвести подобные факторы запрета в моделях типа / 9 /, где теория X -распада строится по аналогии с теорией деления, трудно. Хотя теория деления также воспроизводит четно-нечетные эффекты в делительных ширинах, причина этого — различие высоты барьеров деления в четных и нечетных ядрах, которое возникает для чисто адиабатических потенциалов взаимодействия. Оно совершенно не характерно для диабатических и существенно неадиабатических потенциалов $V_{X\alpha}^{nuc\ell}(R)$, которыми описывается X -распад. Дополнительное экспериментальное подтверждение единой природы α - и X -распада можно было бы получить, измерив облегченный X -переход между состояниями нечетных ядер.

В заключение отметим еще один важный факт, доказывающий наличие эффектов, связанных как со структурой вылетающего кластера, так и со структурой состояний родительского и дочернего ядер. Из анализа табл. I видно, что, несмотря на обсуждавшиеся выше неопределенности, значения кластерных спектроскопических факторов частиц значительно меньше величин $W_{\alpha c}^{c\ell} \simeq 10^{-2} / 10$ / и падают приблизительно на 7 порядков при переходе от $x=^{14}\text{C}$ к $x=^{24}\text{Ne}$ и еще на 3 порядка в случае ^{28}Mg .

Авторы благодарят Ю.С.Земятнина, О.А.Князькова, В.Г.Неудачина, В.М.Шилова за ценные обсуждения.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Rose H.J., Jones G.A. // Nature. 1984. V.307. P.245;
Александров Д.С. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т.40. С.152;
Gales J. et al. // Phys.Rev.Lett. 1984. V.54. P.759.

2. Price P.B. et al. // Phys.Rev.Lett. 1985. V.54. P.297.
3. Săndulescu A. et al. // JINR Rapid Comm. N. 5-85, Dubna,1985, p.5.
4. Третьякова С.П. и др. 33 Краткие сообщения ОИИИ. №7-85, Дубна, 1985, с.23.
Barwick S.W. et al. // Phys.Rev. 1985. V.C31. P.1984.
5. Wang S. et al. // Phys.Rev.Rapid.Comm. 1987. V. C36. P.2717;
Tretyakova S.P. et al. // JINR Preprint. 1988. E7-33-853.
Dubna.
6. Оглоблин А.А. и др.//Краткие сообщения ОИИИ. №2(35)-89, Дубна,1989, с.II.
7. Price P.B., Annual Rev of Nucl. and Part.Sci., V.39(1989). P.314.
8. Бор О., Моттельсон Б.//Структура атомного ядра.1971. М.Мир.
9. Сăндулеску А., Поенару Д.Н., Грайнер В.//ЭЧАЯ.1980.Т.II.С.II34.
Poenaru D.N. et al. // J.Phys. 1984. V.G10. P.L184.
Shi.Y.-J., Shi Y.-J., Swiatetcki W.J. // Phys.Rev.Lett. 1985. V.54. P.300.
Пик-Пичак Г.А.// ИФ. 1986. Т.44. С.1421.
Рубчѐня В.А. и др.// Изв.АН СССР. Сер.физ. 1986. Т.50.С.1016.
10. Кадменский С.Г., Фурман В.И.// Альфа-распад и родственные ядерные реакции. 1985. М. Энергоатомиздат.
11. Вахтель В.М. и др. // ЭЧАЯ. 1987. Т.18. С.777;
Kadmensky S.G. // Z.Phys. 1983. V. A312. P.113.
12. Goldberg D.A., Smith S.M. // Phys.Rev.Lett. 1972. V.29. P.500.
13. Goldberg D.A. // Phys.Lett. 1975. V. B55. P.59.
14. Вильдермут К., Тан Я. Единая теория ядра. 1980. М. Мир.
15. Stenmayer T., Sunkel W., Wildermuth K. // Phys.Lett. 1983. V. B52. P. 437.
16. Friedrich H.,Langankek P. // Nucl.Phys.1975. V. A252. P.47. -
17. Ando T., Ikeda K., Tohsaki-Suzuki A. //Progr.Theor.Phys. - 1979. V.61. P.101.

18. Baye P., Salmon Y. // Nucl.Phys. 1979. V. A331. P.254.
19. Saito S. //Prog.Theor.Phys. 1969. V.41. P.705.
20. Куклин В.И., Неудачин В.Г., Смирнов Ю.Ф. // ЭЧАЯ. 1979. Т.10. С.1236.
21. Wada T., Horiuchi H. // Prog.Theor.Phys. 1986. V.75. P.754.
22. Wada T., Horiuchi H. // Phys.Rev.Lett. 1987. V.58. P.2190.
23. Князьков О.М. // ЭЧАЯ, 1986, Т.17, С.318.
24. Baltz A.J., Bayman B.F. // Phys.Rev. 1982. V. C26. P.1969.
25. Hill D.L., Wheeler J.A. //Phys.Rev. 1953. V.89. P.1102.
26. Blocki J. et al. //Ann.Phys. 1977. V.105. P.427.
27. Perey C.M., Perey R.J. // Atom.data and Nucl.Data Table, 1976. V.17. P.1.
28. Баррет Р., Джексон Д. // Размеры и структура ядер, 1981, Киев, Наукова думка.
29. Гареев Ф.А. и др. // Изв. АН СССР. сер. физ. 1968. Т.32. С.1690.
30. Becchetti F., Greenless G.W. //Phys.Rev. 1969. V.182. P.1190.
31. Satchler G.R., Love W.G. // Phys.Rev. 1979. V.55. P.183;
Rickertsen L.D., Satchler G.R. //Phys.Lett. 1977. V. B66.P.9.
32. Knyas'kov O.M., Hefter E.F. // Z.fur Phys., 1981. V.A301. P.277.
33. Satchler G.R. //Nucl.Phys. 1979. V. A329. P.233.
34. Christensen P.R., Winter A. //Phys.Lett. 1976. V. B65. P.19.
35. Кадренский С.Г., Фурман В.И., Чувильский Ю.М. // Сообщение ОИИ. P4-85-368, Дубна, 1985.
36. Shi Y.J., Swiatecki W.J. //Nucl.Phys. 1985. V. A438. P.450.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 июля 1989 года.