ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

4 - 8939

КАДМЕНСКИЙ Станислав Георгиевич

ОБОЛОЧЕЧНО-КЛАСТЕРНЫЕ ПРОБЛЕМЫ АЛЬФА-РАСПАДА

Специальность - 01.04.16 - физика атомного ядра и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1975

Работа выполнена в Куйбышевском государственном университете.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук В.Б.Беляев,
доктор физико-математических наук Е.В.Инопин,
доктор физико-математических наук В.Г.Неудачин.

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Ленинградский Институт Ядерной Физики имени Б.П.Константинова АН СССР.

Автореферат разослан "_ "__________1975 г.

Защита диссертации состоится " "_________1975 г. в " " час. на заседании Учёного Совета Лаборатории теоретической физики Объединённого института ядерных исследований (г. Дубна, Московской области).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ. Отзывы и замечания направлять по адресу: г. Дубна, Московской области, Объединённый институт ядерных исследований, учёному секретарю Учёного совета ЛТФ.

Учёный секретарь Совета

Р.А.АСАНОВ

4 - 8939

КАДМЕНСКИЙ Станислав Георгиевич

ОБОЛОЧЕЧНО-КЛАСТЕРНЫЕ ПРОБЛЕМЫ АЛЬФА-РАСПАДА

Специальность - 01.04.16 - физика атомного ядра и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Испускание α-частиц из основных и возбуждённых состояний атомных ядер - глобальное явление, имеющее место практически для всей периодической системы элементов. В настоящее время накоплен большой экспериментальный материал, связанный с α-распадом (энергии и периоды полураспада, парциальные отношения для различных групп α-частиц, α-γ корреляции, угловые распределения при α-распаде ориентированных ядер и так далее) /1/. К сожалению, на основе этих экспериментальных данных до сих пор удалось получить сравнительно малую информацию о свойствах и деталях структуры атомных ядер. Причина этого - трудности, возникающие при построении последовательной теории α-распада. В отличие от β и γ-распадов, а также круга проблем, связанных с объёмными свойствами атомных ядер, α-распад является процессом, родственным поверхностным ядерным реакциям и радикально зависит от характеристик ядра в периферийной области, информация о которых в настоящее время существенно не полна.

До последнего времени основные теоретические результаты по α-распаду были получены на основе R-матричного варианта теории α-распада, развитого в работах Томаса /2/ и Манга /3/. В этом варианте парциальная ширина α-распада родительского ядра A, находящего в состоянии с волновой функцией $\Psi_{\sigma_i}^{J_i M_i}$, где J_i, M_i - спин и его проекция, а σ_i- прочие квантовые числа, в конечный канал α-распада C $(C \equiv L\, \sigma_f\, J_f)$ определяется формулой /4/:

$$\Gamma_c = 2 \cdot P_c(R_o) \cdot \gamma_c^2(R_o) , \qquad (1)$$

где $P_c(R_o)$ - фактор проницаемости, а амплитуда приведённой ширины $\gamma_c(R_o)$ имеет вид:

$$\gamma_c(R_o) = \sqrt{\frac{\hbar^2 R_o}{2m}} \left\langle \Psi_{\sigma_i}^{J_i M_i} \middle| U_c \right\rangle \Bigg|_{R_o} \binom{N}{2}^{1/2} \binom{Z}{2}^{1/2} , \qquad (2)$$

причём каналовая волновая функция U_c строится с учётом сохранения полного спина канала:

$$U_c = \sum_{M M_f} C_{J_f L M_f M}^{J_i M_i} \cdot \Psi_{\sigma_f}^{J_f M_f} \cdot \Psi_\alpha \cdot Y_{LM}(\vec{R}) . \qquad (3)$$

В формуле (3) Ψ_α и $\Psi^{J_iM_i}_{\sigma_i}$ – внутренние волновые функции α-частицы и дочернего ядра $(A-4)$, $\vec{R}$ – координата относительного движения центров тяжести α-частицы и дочернего ядра. В формуле (2) m – приведённая масса α-частицы, имеющей в канале C относительную энергию Q_c; а R_o – радиус α-частичного канала /4/.

Использование формулы (1) фактически соответствует гипотезе, что существует точка R_o, в которой одновременно справедливы допущения оболочечной модели, на основе которых вычисляется величина $\gamma_c(R_o)$, и асимптотическое представление о движении уже сформировавшейся α-частицы в поле дочернего ядра, на основе которого рассчитывается фактор проницаемости $P_c(R_o)$. Подобная гипотеза в общем случае никогда не выполняется, поскольку оболочечная волновая функция родительского ядра имеет неправильную α-распадную асимптотику, а представление об уже сформировавшихся фрагментах α-распада не справедливо в оболочечной области. Следствием этих фактов является экспоненциальная чувствительность получаемых в R-матричной схеме α-ширин к выбору величины R_o, что в принципе не позволяет получать в этой схеме достоверную информацию об абсолютных ширинах α-распада /1/.

В работе Харады и Раушер /5/ была сделана попытка выйти за пределы традиционного R-матричного подхода и построена интегральная формула для парциальной α-ширины, привлекательной особенностью которой является отсутствие в ней свободного параметра R_o. К сожалению, эта формула оказалась непрактичной в конкретных расчётах из-за содержащихся в ней неустойчивостей, связанных со способом введения взаимодействия α-частицы с дочерним ядром /6,7/.

Цель данной диссертации – во-первых, развитие нового варианта теории α-распада, который, в отличие от R-матричного подхода, в принципе не использовал бы гипотезу о перекрытии оболочечной и асимптотической областей и, во-вторых, анализ в рамках этого варианта абсолютных вероятностей α-распада для широкого круга ядер и типов α-переходов.

Диссертация состоит из введения, шести глав и заключения.

Для описания распадных состояний в настоящее время широко используется нестационарный формализм /8,9,3,5/. Первая глава диссертации посвящена развитию стационарного формализма для описания многочастичных подбарьерных α-распадных состояний. Условие подбарьерности означает, что для всех открытых α-частичных каналов C энергии Q_c существенно меньше высоты потенциального барьера, так что факторы проницаемости P_c значительно меньше единицы. Тогда для всех времён t /9/, интересных в задаче α-распада, волновая функция, описывающая распадное состояние в нестационарном формализме, с хорошей степенью точности, представляется в виде произведения фактора $\exp\{-iE_o t/\hbar\}$ и волновой функции $X^{J_iM_i}_{\sigma_i}$, удовлетворяющей стационарному уравнению Шрёдингера с комплексной собственной энергией $E_o = E^\circ_o - i\frac{\Gamma}{2}$ из-за наличия в асимптотике функции $X^{J_iM_i}_{\sigma_i}$ расходящихся сферических волн во всех открытых каналах C. Используя условие подбарьерности, можно построить /7/ функцию $\Psi^{J_iM_i}_{\sigma_i}$, которая является решением стационарного уравнения Шрёдингера с собственной энергией E°_o и имеет следующую асимптотику:

$$\Psi^{J_iM_i}_{\sigma_i} \xrightarrow[R\to R_1]{} \sum_c \sqrt{\frac{\Gamma_c K_c}{2Q_c}}\ \hat{A}\left\{\frac{u_c G_c(R)}{R}\right\}, \qquad (4)$$

где $G_c(R)(F_c(R))$ – нерегулярная (регулярная) радиальная кулоновская функция; $\hat{A}$ – оператор антисимметризации, а R_1 – точка, лежащая левее внешней кулоновской точки поворота, где уже выполняется условие:

$$G_c(R_1) \gg F_c(R_1)\ . \qquad (5)$$

В области $0 \leq R \leq R_1$ функция $\Psi^{J_iM_i}_{\sigma_i}$ совпадает с действительной частью функции $X^{J_iM_i}_{\sigma_i}$, нормирована на единицу и может использоваться в качестве волновой функции распадного состояния.

Как было показано в работах /10-11/ с помощью модификации R-матричного формализма Вигнера-Айзенбуда /12/, волновую функцию рассеяния $\Phi^{J_iM_i}$ α-частицы на дочернем ядре $(A-4)$, нормированную на δ-функцию по энергии, когда падающая волна имеется только в канале C_o, а энергия системы E близка к энергии резонансного состояния E°_o, можно представить в области $(0\le R\le R_1)$ в виде:

$$\Phi^{J_i M_i} = \sqrt{\frac{\Gamma_{c_0}}{2\pi}}\; \frac{1}{E-E_0^{\circ}+i\Gamma/2}\cdot \Psi_{\sigma_i}^{J_i M_i} . \qquad (6)$$

Использование условия подбарьерности позволяет также последовательно аргументировать приближение "изолированного резонанса" /4/ для R- и S-матриц /10-11/.

Если теперь воспользоваться выражением для S-матрицы через T-матрицу в формализме Швингера-Липпмана /13/ и формулой (6), можно придти к следующей интегральной формуле для парциальной ширины α-распада /6-7, 11-12/:

$$\Gamma_c = \frac{2K_c}{Q_c}\binom{N}{2}\binom{Z}{2}\left|\left\langle \Psi_{\sigma_i}^{J_i M_i}\right| V_{\alpha A-4}\left|\frac{F_c(R)\cdot u_c}{R}\right\rangle\right|^2 . \qquad (7)$$

В формуле (7) в общем случае потенциал $V_{\alpha A-4}$ представляет собою сумму ядерного $V_{\alpha A-4}^{яд}$ и несферической части кулоновского потенциалов взаимодействия α-частицы с дочерним ядром. Используя метод функций Грина /14,15/ в применении к задачам ядерных реакций /16,17/ можно получить следующее выражение для потенциала $V_{\alpha A-4}^{яд}$ /18/:

$$V_{\alpha A-4}^{яд} = \sum_{i=1}^{4} M_i + \sum_{i<j=1}^{4}(\Gamma_{ij}-V_{ij}) , \qquad (8)$$

где M_i – однонуклонный массовый оператор, приближённо совпадающий с оболочечным потенциалом i-го нуклона; V_{ij} – потенциал нуклон-нуклонного взаимодействия в пустоте; Γ_{ij} – неприводимый по каналу частица-частица четырёхполюсник, играющий роль эффективного потенциала взаимодействия двух нуклонов внутри родительского ядра. Применение теоретических потенциалов типа (8) оказалось весьма плодотворным для описания экспериментальных данных по сечениям реакции и упругого рассеяния дейтонов /16,19/, тритонов и He^3 /20/, α-частиц /21,22/ и многозарядных ионов /23/.

Если теперь ввести радиальную каналовую функцию $\Psi_c(R)$:

$$\Psi_c(R) \equiv \binom{N}{2}^{1/2}\binom{Z}{2}^{1/2}\cdot R\cdot\left\langle u_c \middle| \Psi_{\sigma_i}^{J_i M_i}\right\rangle , \qquad (9)$$

имеющую в силу (4) следующую асимптотику:

$$\Psi_c(R) \xrightarrow[R\to R_1]{} \sqrt{\frac{\Gamma_c K_c}{2Q_c}}\cdot G_c(R) , \qquad (10)$$

и эффективный потенциал

$$V_c(R) \equiv \binom{N}{2}^{1/2}\binom{Z}{2}^{1/2}\cdot R\cdot\left\langle u_c\right| V_{\alpha A-4}\left|\Psi_{\sigma_i}^{J_i M_i}\right\rangle \Psi_c^{-1}(R), \qquad (11)$$

то формулу (7) можно представить в виде, совпадающем с формулой для ширины распада одночастичного подбарьерного квазистационарного состояния /24,25/:

$$\Gamma_c = \frac{2K_c}{Q_c}\left[\int_0^{R_1} F_c(R)\, V_c(R)\, \Psi_c(R)\, dR\right]^2 . \qquad (12)$$

Применение формулы (12) к расчёту одночастичных ширин не связано с какими-либо численными ограничениями на малость вычисляемых ширин в отличие от методов, широко используемых в настоящее время /26,27/. Это позволило на основе формулы (12) получить надёжные значения ширин оболочечных квазистационарных состояний для сферических /24/ и деформированных /25/ ядер.

Поскольку задача вычисления волновой функции распадного состояния родительского ядра $\Psi_{\sigma_i}^{J_i M_i}$, а, следовательно, и функции $\Psi_c(R)$, не решается в настоящее время строго из-за серьёзных вычислительных трудностей, для описания свойств функций $\Psi_c(R)$ в различных областях переменной R естественно обратиться к понятиям "оболочечной" и "кластерной" областей, широко используемых в интерполяционном подходе к теории ядерных реакций /28-29/. Во внутренней области родительского ядра $(0\le R\le R_{K\alpha})$ – оболочечной области естественно воспользоваться представлениями оболочечной модели, которая, несмотря на ограниченность своего одночастичного базиса, достаточно хорошо описывает объёмные свойства атомных ядер. Во внешней области родительского ядра $(R_{K\alpha}\le R\le R_1)$, кластерной области, можно воспользоваться представлениями об уже сформировавшихся фрагментах α-распада, между которыми действуют кулоновские и ядерные силы. Тогда с помощью формулы (12), которая, в отличие от аналогичной формулы (1) R-матричной схемы, не содержит гипотезы о перекрытии кластерной и оболочечной областей, можно провести последовательный анализ вкладов в ширину Γ_c оболочечной ($\Gamma_c^{об}$) и кластерной ($\Gamma_c^{кл}$) областей и на его основе сделать вывод о возможности теоретического описания абсолютных и относительных вероятностей α-распада.

Вторая глава диссертации посвящена развитию формализма для расчёта радиальных каналовых функций в оболочечной области $\Psi_c^{об}(R)$ и оболочечных α-ширин $\Gamma_c^{об}$ для тяжёлых сферических ядер. Используя метод работы /30/, строятся выражения $\Psi_c^{об}(R)$ и $\Gamma_c^{об}$ в рамках оболочечной модели с учётом смешивания конфигураций для различных типов α-переходов в приближении отсутствия связи между различными каналами α-распада /7,11,31-33/. При конкретных расчётах функций $\Psi_c^{об}(R)$ возникает принципиальная математическая проблема вычисления многомерных интегралов перекрытия при использовании в оболочечном базисе реалистических однонуклонных волновых функций потенциала Вудса-Саксона. Заметим, что во всех конкретных расчётах амплитуд приведённых α-ширин $\gamma_c(R)$ (2), пропорциональных функциям $\Psi_c(R)$, в R-матричном варианте теории α-распада используется либо осцилляторный оболочечный базис /3/, либо вудс-саксоновский базис, но в приближении "точечности" α-частицы /34/. Поэтому в работах /35-36/ был развит новый метод выделения центра тяжести кластеров, позволивший полностью решить данную проблему. Оказалось, что переход от осцилляторного к вудс-саксоновскому базису приводит к уменьшению абсолютных оболочечных α-ширин $\Gamma_c^{об}$ от 5 до 30 раз в зависимости от типа оболочечной конфигурации четырёх нуклонов, формирующих α-частицу.

Расчёт эффективного потенциала $V_c(R)$ (11) для различных конфигураций четырёх нуклонов, формирующих α-частицу, с помощью метода, развитого в работе /37/, и метода работ /35-36/, показал слабую чувствительность этого потенциала к типу исследуемого канала C и его близость к потенциалу $V_{00}(R)$ (11) в области, дающей основной вклад в величину $\Gamma_c^{об}$.

В заключение главы проведены расчёты экспериментальных коэффициентов усиления $K_э$, которые определяются отношением экспериментальной α-ширины $\Gamma_c^{экс}$ к оболочечной α-ширине, рассчитанной в рамках простой оболочечной модели, Γ_c^{o} для

широкой области сферических чётно-чётных, нечётных и нечётно-нечётных ядер ($144 \le A \le 232$) и различных типов α-переходов /38-39, 32-33, 11/. Величины варьируются в широких пределах от $4{,}5 \cdot 10^{2}$ до $2 \cdot 10^{5}$, что демонстрирует отмеченную ранее в работе /40/ невозможность объяснения относительных и абсолютных вероятностей α-распада в рамках простой оболочечной модели. Величины $K_э$ существенно отличаются для облегчённых, полуоблегчённых и необлегчённых α-переходов, что позволяет использовать их для классификации α-переходов. Монотонность же в поведении $K_э$ для всех облегчённых α-переходов при переходе от данного ядра к соседним ядрам позволила сделать предсказания относительно ряда ненадёжно измеренных экспериментальных величин /39/, которые уже частично подтвердились /41/.

Третья глава диссертации посвящена расчётам оболочечных α-ширин тяжёлых сферических ядер в сверхтекучей модели и оболочечной модели со смешиванием конфигураций.

Особенно интересным объектом исследования является необлегчённый α-распад нечётно-нечётного ядра Bi^{210} на уровни 1^- и 2^- дочернего ядра Tl^{206}, когда оболочечная структура родительского и дочернего ядер достаточно проста и отсутствуют эффекты спаривания. Рассчитанные отношения экспериментальных и оболочечных α-ширин для указанных переходов /11/, когда в расчётах $\Psi_c^{об}(R)$ используется оболочечная модель со смешиванием конфигураций /42/, хорошо воспроизводят относительные экспериментальные α-ширины, но по абсолютной величине имеют значения ≈ 300. Последний результат может рассматриваться как оценка предельного уровня согласия с экспериментом в оболочечной модели.

Для облегчённых и полуоблегчённых α-переходов по крайней мере одна из пар нуклонов, формирующих α-частицу, имеет суммарный спин, равный нулю. Поэтому описание α-ширин для подобных переходов невозможно без учёта эффектов спаривания. Наиболее последовательной моделью, специально приспособленной для рассмотрения этих эффектов является сверхтекучая модель атомного ядра /43-44/. Впервые на важность учёта сверхтекучих корреляций при рассмотрении абсолютных вероятностей α-распада было указано в работах Соловьёва /45-46/, где для α-распада деформированных ядер были получены факторы усиления $\approx 10^3 \div 10^4$. В работе Зеха /30/ была продемонстрирована важность учёта сверхтекучести для понимания хода относительных α-ширин сферических ядер (на примере изотопов Po). В работах /38-39, 32-33, 11/ были рассчитаны сверхтекучие коэффициенты усиления K_{cl}, определяемые отношением сверхтекучей оболочечной α-ширины Γ_c^{cl} к ширине Γ_c^o, для большой группы облегчённых α-переходов в чётно-чётных, нечётных и нечётно-нечётных сферических ядрах ($144 \leq A \leq 232$) и показано, что величины K_{cl} для указанных переходов достигают значений 10^3 и меняются в такт с величинами $K_э$. Таким образом, учёт сверхтекучих корреляций позволяет существенно улучшить оболочечные результаты в описании относительных ширин α-распада.

Поскольку в сверхтекучей модели нейтронная и протонная подсистемы независимы, были введены также нейтронный коэффициент усиления K_n, определённый отношением оболочечной α-ширины с учётом сверхтекучих корреляций только в нейтронной системе к ширине Γ_c^o, и протонный коэффициент усиления K_p, определённый аналогичным образом. Для облегчённых α-переходов величина K_n меняется от 7 до 180 ; а K_p меняется от 18 до 40.

Сверхтекучая модель позволяет дать количественную классификацию типов α-переходов /47/. Для облегчённых α-переходов, когда нейтронная и протонная пары выносятся с моментами, равными нулю, сверхтекучий коэффициент усиления K_{cl} близок к $K_n \cdot K_p$. Для полуоблегчённых α-переходов, когда только одна из пар нуклонов имеет спин, равный нулю, сверхтекучий коэффициент усиления K_{cl} совпадает с протонным (K_p) , либо с нейтронным (K_n) коэффициентами усиления. Наконец, для необлегчённых α-переходов, когда обе пары нуклонов расспарены, сверхтекучий коэффициент усиления равен 1.

Учёт сверхтекучих корреляций существенно меняет свойства радиальной каналовой функции $\Psi_c^{ob}(R)$ в оболочечной области. Из-за когерентности сверхтекучего спаривания функция $\Psi_c^{cl}(R)$, рассчитанная на основе сверхтекучей модели, в области последнего максимума имеет амплитуду, превосходящую амплитуду аналогичной функции, рассчитанной в рамках простой оболочечной модели, на фактор $\approx \sqrt{K_{cl}}$

Наконец, рассчитанные в работе /11/ отношения экспериментальных и сверхтекучих α-ширин для облегчённых и полуоблегчённых α-переходов всей исследуемой группы ядер варьируются в пределах одного порядка и оказываются близкими к 10^2.

Удивительным на первый взгляд фактом является близость значений $K_э$ для изотопов Po к соответствующим значениям $K_э$ для изотопов Rn и Ra с тем же числом нейтронов, для которых значения сверхтекучих коэффициентов усиления K_p оказываются ≈ 20. Поэтому, чтобы понять относительный ход экспериментальных α-ширин, приходится допустить, что теоретические протонные коэффициенты усиления для изотопов Po, содержащих только два протона в незаполненной оболочке, являются величинами того же порядка. Аналогично, значения $K_э$ для изотонов с $N = 126$, распадающихся в изотоны с $N = 124$, оказываются близкими к значениям $K_э$ для изотонов с $N = 120 - 124$ ($K_n \approx 10 \div 20$). В связи с этим можно ожидать, что для несверхтекучих (по нейтронной компоненте) изотонов с $N = 124$ нейтронные корреляции велики и приводят к теоретическим коэффициентам усиления $K_n \approx 10$. Поскольку сверхтекучая модель некорректна в области ядер, близких по N или Z к дважды магическому ядру Pb^{208}, эти ядра обычно рассматривают на языке оболочечной модели со смешиванием конфигураций. Волновые функции основных состояний Po^{210} и Pb^{206}, полученных в данной модели, приводят для Po^{210} к полному коэффициенту усиления $K_n \cdot K_p \approx 10$ /48/. Этот результат связан, по-видимому, с ограниченностью используемого в работе /48/ оболочечного базиса. В работе /49/ с помощью аппарата двухчастичных функций Грина /14, 49/ при использовании однонуклонного базиса, включающего все дискретные и квазистационарные состояния, был проведён расчёт волновых функций основных состояний Po^{210} и Pb^{206} и коэффициентов K_n и K_p для Po^{210}, которые оказались равными $K_p = 13{,}3$; $K_n = 7{,}42$ и близкими к соответствующим значениям K_p и K_n соседних сверхтекучих ядер. Рассчитанные значения отношений экспериментальных и оболочечных α-ширин для всех изотопов Po и изотонов с

N = 126 при использовании найденных выше значений K_n и K_p оказались близкими к соответствующим значениям для сверхтекучих ядер.

Таким образом, результаты расчётов α-ширин на основе оболочечной модели со смешиванием конфигураций и с учётом сверхтекучих корреляций позволяют сделать вывод о возможности описания относительного поведения экспериментальных вероятностей α-распада тяжёлых сферических ядер. В то же время оболочечные вероятности α-распада оказываются меньше экспериментальных приблизительно на два порядка. Анализ различных неопределённостей, содержащихся в расчётной схеме оболочечных α-ширин, позволяет сделать вывод /11/ о невозможности объяснить эту разницу, оставаясь в рамках оболочечной модели.

Принципиальным моментом в теории α-распада, возникающим при переходе от сферических к деформированным ядрам, является необходимость учёта связи канала α-распада, заселяющего основное состояние дочернего ядра, с каналами, приводящими к заселению коллективных вращательных и колебательных уровней дочернего ядра. Как следует из экспериментальных данных /1/, приведённые ширины на все указанные выше уровни являются близкими величинами. Учёт связи этих каналов можно последовательно провести на основе обобщённой модели Бора-Моттельсона /50/. В работах /51–54/ в рамках R-матричного подхода был построен формализм для расчёта ширин α-распада деформированных ядер при использовании основных представлений обобщённой модели.

<u>Четвёртая глава</u> диссертации посвящена развитию формализма оболочечного описания α-распада деформированных ядер на основе не R-матричного варианта теории α-распада /55/. В рамках этого формализма был проведён расчёт оболочечных α-ширин для распада Cm^{242} на первые три уровня основной вращательной полосы дочернего ядра Pu^{238}. Волновые функции $\Psi_c^{*}(R)$ брались из работы /54/, где они рассчитывались в рамках сверхтекучей модели на основе осцилляторного нильссеновского базиса. Результаты расчётов качественно объяснили относительные вероятности α-переходов, в то же время абсолютная оболочечная вероятность α-распада на основное состояние дочернего ядра оказалась меньше экспериментальной приблизительно в 10 раз. Если теперь учесть, что переход от осцилляторных к вудс-саксоновским функциям приводит к уменьшению теоретических α-ширин для простых оболочечных конфигураций от 5 до 30 раз, можно придти к выводу, что отношение экспериментальной и оболочечной вероятностей α-распада на основное состояние дочернего ядра является величиной порядка 50 ÷ 300. Данное значение хорошо коррелирует со значениями аналогичных отношений для сферических ядер.

Полученное выше расхождение на два порядка между оболочечными и экспериментальными α-ширинами в принципе нельзя понять без исследования роли кластерной области ($R_{k\alpha} \le R \le R_1$) в формировании α-ширин. Эта задача и решается в <u>пятой главе</u> диссертации для случая тяжёлых сферических ядер. Обсудим основные требования, которым необходимо удовлетворить, чтобы представление об уже сформировавшихся фрагментах оказалось справедливым не только в кулоновской асимптотической области (4), но и в области действия ядерных сил. Во-первых, необходимо, чтобы внутренние волновые функции фрагментов были не существенно искажены из-за учёта антисимметризации. Во-вторых, необходимо, чтобы перенормировка взаимодействия между нуклонами α-частицы из-за влияния нуклонов дочернего ядра была мала. Наконец, поляризующее воздействие ядерного потенциала на внутреннюю волновую функцию α-частицы должно быть не существенно. Физически ясно, что удовлетворить всем этим требованиям можно лишь в том случае, если фрагменты слабо перекрываются.

Если воспользоваться результатами экспериментальных и теоретических работ по нуклонной плотности тяжёлых ядер /56/ и оценками области, где справедливы представления оптической модели, которая сводит многочастичную задачу взаимодействия α-частицы с ядром к одночастичной задаче движения её центра тяжести в комплексном потенциальном поле, можно надеяться, что при $R_{k\alpha} = R_A + 2a$, где R_A и a -параметры оболочечного потенциала, представления кластерной области окажутся справедливыми.

В кластерной области волновая функция $\Psi_{\sigma_i}^{J_i M_i}$ имеет вид:

$$\Psi_{\sigma_i}^{J_i M_i} = \hat{A} \sum \left\{ \frac{\Psi_c^{k\alpha}(R)\, U_c}{R} \right\}, \qquad (13)$$

причём в силу условия (4), $\Psi_c^{\text{кл}}(R)$ можно представить в виде:

$$\Psi_c^{\text{кл}}(R) = \sqrt{\frac{\Gamma_c K_c}{2 Q_c}} \cdot \overline{\Psi}_c(R), \qquad (14)$$

где функция $\overline{\Psi}_c(R)$ имеет асимптотику:

$$\overline{\Psi}_c(R) \xrightarrow[R \to R_1]{} G_c(R) \ . \qquad (15)$$

Эффективный потенциал $V_c(R)$ (11) в кластерной области не зависит от c и оказывается равным:

$$V_c(R) = V_{00}(R) \equiv \langle \Psi_\alpha | \sum_{i=1}^{4} M_i | \Psi_\alpha \rangle \ . \qquad (16)$$

Тогда, используя формулы (14,16), можно построить функцию $\alpha_c^2(R)$, которая определяет относительный вклад области $R_{\text{кл}} \leq R \leq R_1$ в α-ширину Γ_c :

$$\alpha^2(R) = \frac{\Gamma_c^{\text{кл}}(R)}{\Gamma_c} = \frac{K_c^2}{Q_c^2}\left[\int_R^{R_1} \overline{\Psi}_c(R) V_{00}(R) \cdot F_c(R)\, dR\right]^2 . \qquad (17)$$

Приятной особенностью формулы (17) является её независимость от самой величины Γ_c .

Если теперь продолжить функцию $\overline{\Psi}_c(R)$, имеющую асимптотику (15), в область действия ядерного потенциала $V_{00}(R)$ (16) с помощью решения одночастичного уравнения Шрёдингера, то по формуле (17) можно оценить относительный вклад кластерной области в α-ширину Γ_c . Расчёты с потенциалом $V_{00}(R)$, а также с различными наборами действительных частей феноменологических потенциалов $V(R)$, показали /58-59,11/, что в области $R_{\text{кл}} \leq R \leq R_1$ набирается более 80% полной α-ширины для энергий 2 МэВ $\leq Q_c \leq$ 10 МэВ и моментов $L \leq 8$. Этот результат позволяет качественно понять разницу в два порядка между экспериментальными и оболочечными α-ширинами. Если теперь воспользоваться формулой (14), связывающей $\Psi_c^{\text{кл}}(R)$ и $\overline{\Psi}_c(R)$, и в качестве Γ_c взять в ней экспериментальную α-ширину, то можно рассчитать вероятность обнаружения α-частицы в кластерной области W_c :

$$W_c = \int_{R_{\text{кл}}}^{R_1} [\Psi_c^{\text{кл}}(R)]^2\, dR \ . \qquad (18)$$

Величины W_c /58-59,11/ чётко классифицируют α-переходы по степени облегчённости, имеют предсказательную силу и оказываются существенно меньшими единицы (для потенциала V_{00} W_c равны в среднем $2{,}5 \cdot 10^{-3}$; $2{,}5 \cdot 10^{-5}$; $2{,}5 \cdot 10^{-6}$ для облегчённых, полуоблегчённых и необлегчённых α-переходов, соответственно). Малость величин W_c , а самое важное – плавность их поведения для всех исследованных облегчённых α-переходов в широкой области сферических ядер ($144 \leq A \leq 232$) приводит к заключению о том, что если поверхностные кластерные уровни /29/ и существуют, то они сильно "размешаны" по оболочечным уровням ядер (ситуация "сильной" связи). Этот результат хорошо коррелирует с результатами /60/ обработки экспериментальных α-ширин компаундных состояний, образуемых в реакциях (n, α) на резонансных нейтронах /61/.

Величины W_c оказываются пропорциональными спектроскопическим факторам, введённым в работе /27/ и определяемым отношением экспериментальной α-ширины к одночастичной α-ширине в объёмной кластерной модели, и могут использоваться при обработке экспериментальных данных вместо широко используемых в настоящее время экспериментальных приведённых α-ширин.

В конце пятой главы исследуются возможности интерполяционного подхода для описания абсолютных вероятностей α-распада. Как было показано выше, основной вклад в α-ширину связан с кластерной областью $R_{\text{кл}} \leq R \leq R_1$, в то время как, хотя оболочечная область и даёт малый вклад в абсолютную α-ширину, её роль сводится к модулированию амплитуды кластерной функции $\Psi_c^{\text{кл}}(R)$. Чтобы строго решить проблему модуляции, необходимо научиться продолжать функцию $\Psi_c^{\text{об}}(R)$ в функцию $\Psi_c^{\text{кл}}(R)$ через промежуточную область $R_{\text{об}} \leq R \leq R_{\text{кл}}$, где уже не справедливы представления ни кластерной, ни оболочечной областей.

Последняя задача представляется необычайно сложной, поскольку для её решения необходимо существенно расширить однонуклонный оболочечный базис путём введения в него состояний непрерывного спектра и учесть роль всех факторов, приводящих к подавлению α-частичной компоненты функции $\Psi_{\sigma_i}^{J_i M_i}$ при переходе во внутреннюю область ядра.

Возникает вопрос, нельзя ли качественно понять соотношение между кластерной $\Psi_c^{кл}$ и оболочечной $\Psi_c^{об}$ функциями с помощью наводящих соображений, диктуемых экспериментальными данными. Результаты расчётов показывают /11/, что $\Psi_c^{об}(R)$ и $\Psi_c^{кл}(R)$ в последних максимумах имеют приблизительно совпадающие амплитуды для всех энергий 2 МэВ $\leq Q_c \leq$ 10 МэВ и моментов $L \leq 8$. Этот результат хорошо коррелирует с интерполяционной гипотезой, используемой в работах /48,27/. Тогда, если принять, что условие модуляции сводится к выравниванию амплитуд функций $\Psi_c^{об}(R)$ и $\Psi_c^{кл}(R)$ в последних максимумах и рассчитать соответствующие ширины $\Gamma_c^{инт}$, используя расчёты $\Psi_c^{об}(R)$, то оказывается, что отношение $\Gamma_c^{экс}/\Gamma_c^{инт}$ для всех типов переходов в сферических ядрах для $L \leq 8$ меняется от 0,2 до 4. Другими словами, подобное условие модуляции позволяет объяснить ход экспериментальных α-ширин с точностью до порядка.

Для получения лучшего согласия теоретических и экспериментальных α-ширин необходимо, во-первых, существенно улучшить точность расчёта оболочечных α-ширин, и, во-вторых, последовательно решить задачу о свойствах $\Psi_c(R)$ в переходной области.

До последнего времени все расчёты ширин α-распада лёгких ядер проводились на основе R-матричного формализма /62/. В шестой главе диссертации с помощью формализма, развитого выше, анализируется α-распад из возбуждённых состояний легчайших ядер $1p$-оболочки /63/. Показано, что оболочечные α-ширины близки к экспериментальным для тех состояний ядер Li^6, Li^7, Be^7, Be^8, C^{12}, свойства которых описываются в рамках оболочечной модели с ограниченным однонуклонным базисом. Отмечено, что учёт вклада кластерных областей в лёгких ядрах приводит к изменению вычисленных оболочечных α-ширин не более чем в 1,5 раза. Обсуждается принципиальная важность для описания α-распада глубоких потенциалов взаимодействия α-частицы с дочерним ядром, эффективно учитывающих принцип Паули /64/.

В Заключении приводится краткий обзор и обсуждение основных результатов, полученных в диссертации.

Представленные в диссертации результаты докладывались на всесоюзных совещаниях по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (XV1-XXV), сессии Отделения ядерной физики АН СССР (Киев, 1965), совещаниях по ядерной спектроскопии и теории ядра ОИЯИ, зимних школах ЛИЯФ по физике высоких энергий и теории ядра (УП, 1Х) и семинарах ЛТФ и ЛНФ ОИЯИ, Института атомной энергии имени И.В.Курчатова, НИИЯФ МГУ. Основные результаты диссертации опубликованы в работах /6-7, 10-11, 16-18, 20, 22, 24, 25, 31-33; 35-38, 47, 49, 55, 59, 60, 63/.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 июня 1975 г.

Литература

1. Дж. Расмуссен. В сб. "Альфа-, бэта-, гамма-спектроскопия", ч. П.,М., Атомиздат, 1963.
2. R.S.Thomas,Progr.Theor.Phys.,12,(1954),253.
3. H.J.Mang,Zs.fur Physik,148, (1957),572;Phys Rev.,119,(1960), 1069.
4. А.Лейн, Р.Томас, "Теория ядерных реакций при низких энергиях", М., ИЛ, 1960.
5. K.Harada, E.A.Rauscher. Phys.Rev.169(1968)818.
6. С.Г.Кадменский, В.Е.Калечиц, ЯФ, 12, (1970), 70.
7. С.Г.Кадменский, Материалы УП Зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц, ч.П, Ленинград, 1972.
8. H.Kasimir,Physica,1, (1934),193.
9. А.И.Базь, Я.Б.Зельдович, А.М.Переломов, "Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике", М., Наука, (1971).
10. С.Г.Кадменский, В.И.Фурман, Сообщение ОИЯИ, Р4-8729, Дубна, 1975.
11. С.Г.Кадменский, В.И.Фурман, ЭЧАЯ, 6, (1975), 469.
12. E.P.Wigner,L.Eisenbud, Phys.Rev.,72,(1947),29.
13. I.Schwinger,B.A.Lippmann,Phys.Rev, 79,(1950), 469.
14. А.Б.Мигдал,"Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер", М., Наука, 1965.
15. А.А.Абрикосов, Л.П.Горьков, И.Е.Дзялошинский, "Методы квантовой теории поля в статистической физике", М., 1962.
16. С.Г.Кадменский, В.И.Фурман, Доклад на Сессии Отделения ядерной физики АН СССР, Киев, (1965).
17. С.Г.Кадменский. Изв. АН СССР, сер. Физ. 26, (1962), 1194.
18. С.Г.Кадменский. Изв. АН СССР, сер. Физ. 30, (1966), 1349.
19. S.Watanabe,Nucl.Phys,8, (1958), 484.
20. С.Г.Кадменский, В.Е.Калечиц, В.И.Фурман, ЯФ,11,(1970), 6, 137.
21. I.R.Rook,Nucl.Phys., 61, (1965),219.
22. С.Г.Кадменский, В.Е.Калечиц, С.И.Лопатко, В.И.Фурман, В.Г.Хлебостроев, ЯФ, 10, (1969), 730.

23. P.M.Brink,N.Rowley,Nucl.Phys, A219,(1974), 1,79.
24. С.Г.Кадменский, В.Е.Калечиц, А.А.Мартынов, ЯФ,14, (1971), 1174.
25. С.Г.Кадменский, В.Г.Хлебостроев, ЯФ, 18, (1973), 980.
26. С.А.Фаянс, Препринт ИАЭ-1593, 1968.
27. L.Scherk,E.W.Vogt,Can.jorn.Phys,46,(1968),1119.
28. Б.Н.Захарьев, В.Н.Пустовалов, В.Д.Эфрос, ЯФ,8,(1968),406.
29. А.И.Базь, Материалы УП Зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц, ч.1, Ленинград, 1972.
30. H.D.Zeh,Zs.fur Physik, 175,(1963), 490.
31. С.Г.Кадменский, В.Е.Калечиц, А.А.Мартынов, ЯФ, 14, (1971), 343.
32. С.Г.Кадменский, Г.Стратан, В.И.Фурман, С.Холан, Сообщение ОИЯИ, Р4-6960, Дубна, 1973.
33. V.I.Furman,S.Holan,S.G.Kadmensky,G.Stratan, Nucl.Phys., A226, (1974),131.
34. I.O.Rasmussen,Nucl.Phys,44,(1963),93.
35. С.Г.Кадменский, Г.Стратан, В.И.Фурман, С.Холан, Сообщение ОИЯИ, Р4-8101, Дубна, 1974.
36. V.I.Furman,S.Holan,S.G.Kadmensky,G.Stratan,Nucl.Phys, A239, (1975), 114.
37. С.Г.Кадменский, ЯФ, 8, (1968), 486.
38. С.Г.Кадменский, В.Е.Калечиц, А.А.Мартынов, ЯФ, 16, (1972), 717.
39. А.А.Мартынов, С.Г.Кадменский, ЯФ, 17, (1973), 75.
40. N.Carjan,A.Sandulesku,Preprint IAP,FT-88,Bucuresti;1971.
41. P.Hornshoy,P.G.Hansen,B.Jonson,Preprint,Geneva,20 May,1974
42. А.А.Слив, Г.А.Согомонова, Ю.И.Харитонов, ЖЭТФ, 40, (1961), 946.
43. S.T.Belaev,Mat.Fys.Medd.Kgl.Dan.Vid.Sels,31,(1959),11
44. В.Г.Соловьёв, "Теория сложных ядер", М., Наука, 1971.
45. В.Г.Соловьёв, ДАН СССР, 144, (1962), 1281.
46. V.G.Soloviev,Phys Lett.,1,(1962),202.
47. С.Г.Кадменский, В.И.Фурман, Тезисы ХХIУ Совещания по ядерной спектроскопии и теории атомного ядра, Харьков, 1974.
48. K.Harada,Progr.Theor.Phys., 26, (1961),667.
49. С.Г.Кадменский, К.С.Рыбак, ЯФ, 19, (1974), 971.

50. A.Bohr,B.R.Mottelson,Mat.Fys.Medd.Kgl.Dan.Vid.Selsk., 27, (1963), 16.
51. В.Г.Носов, ДАН СССР, 103, (1955), 65; ЖЭТФ,33,(1957),226.
52. В.М.Струтинский, ЖЭТФ, 32, (1957), 1412.
53. O.Fröman,Mat.Fys.Medd.Kgl.Dan.Vid., 1, (1957), 3.
54. H.I.Mang,I.O.Rasmussen,Mat.Fys.Medd.Dan.Vid.Selsk, 2, (1961), 3.
55. С.Г.Кадменский, В.Е.Калечиц, А.А.Мартынов, ЯФ, 14, (1971), 343.
56. О.Бор, Б.Моттельсон, "Структура атомного ядра", т. 1. М., Мир, 1971.
57. G.Igo.Phys.Rev.,115, (1959), 1665.
58. С.Г.Кадменский, В.И.Фурман, Обзорный доклад на XXУ Всесоюзном совещании по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Ленинград, январь, 1975.
59. С.Г.Кадменский, В.И.Фурман, С.Холан, Сообщение ОИЯИ, Р4-8694, Дубна, 1975.
60. В.И.Фурман, С.Г.Кадменский, С.Холан, Сообщение ОИЯИ, Р4-8734, Дубна, 1975.
61. Yu.P.Popov,In Nuclear Structure Study with Neutrons", ed.I.Ero,I.Szucs,p.65,Budapest, 1974.
62. В.Г.Неудачин, Ю.Ф.Смирнов,"Нуклонные ассоциации в лёгких ядрах", М., Наука, 1968.
63. С.Г.Кадменский, А.А.Мартынов, Ю.И.Харитонов, ЯФ, 19, (1974), 529.
64. I.V.Kurdjumov,V.G.Neudatchin, Ju.F.Smirnov,Phys.Lett. 40B , (1972), 607.