

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

С343

Л-844

В.К. Лукьянов

2122

ПРЯМЫЕ ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ
И ВОПРОСЫ СТРУКТУРЫ ЯДЕР

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

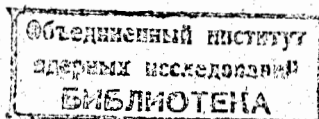
Дубна 1965

В.К. Лукьянов

2122

ПРЯМЫЕ ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ
И ВОПРОСЫ СТРУКТУРЫ ЯДЕР

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук



В последние годы ведется интенсивное изучение прямых ядерных реакций, и это связано с тем, что такие реакции ближе всего связаны со структурой ядер, поскольку здесь взаимодействие падающей частицы с ядром-мишенью затрагивает лишь небольшое число его степеней свободы ^{/1/}. За последние несколько лет класс "традиционных" прямых реакций (например, (d, p) , (p, p') , (α, α')) значительно расширился в связи с появлением экспериментов по "прямому" взаимодействию сложных частиц с ядрами. Примером может служить прямое возбуждение ядер кулоновским полем падающего тяжелого иона и ряд других реакций с тяжелыми ионами, которые позволяют углубить наше понимание свойств ядер и механизма их взаимодействия.

В диссертации рассмотрен ряд вопросов, связанных с прямыми реакциями и структурой ядер. Там, где механизм процесса достаточно хорошо изучен (например, в (d, p) реакциях срыва), решаются вопросы влияния на сечение "тонкой", коллективной природы некоторых ядерных состояний, описываемых в рамках модели неаксиальных ядер ^{/2/}. В других случаях, где сам механизм взаимодействия еще не полностью выяснен (взаимодействие тяжелых ионов с ядрами), ставится обратная задача: на основе известных модельных представлений о ядрах выделить наиболее характерные черты механизма реакций. В этой связи рассматриваются процессы прямого неупругого рассеяния тяжелых частиц и реакции передачи α -частиц из α -кластеризованных ядер.

Первая глава диссертации - вводная, в ней дается краткий анализ уже имеющегося материала по данному вопросу, более детально формулируются дальнейшие задачи, дано резюме полученных в диссертации результатов.

Во второй главе дан вывод формулы сечения срыва в рамках метода искаженных волн. Это сечение факторизуется из S -фактора, зависящего от внутренних свойств ядра-мишени, и кинематического фактора $\phi_L(\theta)$, который обычно вычисляется на электронной счетной машине

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{2I_f + 1}{2I_i + 1} \sum_L S_L \cdot \phi_L(\theta),$$

$$S_L = \sum_j \left| \sum_{M_i, \mu} \langle \psi_{I_f, M_f} | \psi_{I_i, M_i} F_{L\mu} \rangle (I_i, j, M_i, \mu | I_f, M_f) \right|^2.$$

Далее с помощью волновых функций вращения неаксиального ядра ψ вычисляется соответствующий S -фактор ^{/3/}, который в частном случае $\gamma = 0$ переходит в

S-фактор вращения аксиального ядра. В этом последнем случае появляется дополнительное правило отбора по моменту j захваченной ядром частицы $j \geq |K_1 - K_2|$, однако в случае неаксиального ядра проекция полного момента ядра на его внутреннюю ось K не сохраняется и, значит, допускаются вклады в реакцию низших моментов j . Иногда из эксперимента находят не "чистый" S-фактор, а приведенную ширину $\gamma_L^2 = S_L \gamma_0^2(L)$, где $\gamma_0^2(L)$ — одночастичная ширина, выражающаяся через значение волновой функции $F_{jL\mu}$ захваченной частицы на границе ядра R . Показывается, что в таком случае надо учитывать геометрическую поправку к S-фактору $S_L^{1/4}$, которая возникает из-за отклонения формы неаксиального ядра от сферической, то есть в соответствующих радиальных интегралах приходится проводить интегрирование не от сферы радиуса R , а от $R = R + \Delta R$, где ΔR есть отклонение от сферы, связанное с параметрами деформации ядра β и γ . Далее эта поправка вычисляется в баттлеровском приближении и оказывается обычно малой величиной. В конце второй главы приводится сравнение рассчитанных S-факторов и геометрических поправок с экспериментальными значениями S-факторов, полученными для состояний $0^+, 2^+, 4^+, 2^+$ ядра Mg^{24} из реакции $Mg^{25}(dt)Mg^{24}$.

В следующей, третьей, главе обсуждаются вопросы неупругого рассеяния тяжелых частиц с возбуждением коллективных уровней в ядрах. Уже давно известно о кулоновском возбуждении ядер в подбарьерной области энергий ($E < U_B = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R}$) [5]. С ростом энергии и заряда падающих частиц кулоновское взаимодействие усиливается и может приводить к возбуждению π -фононных переходов в ядрах. Однако по мере приближения к кулоновскому барьеру в процесс вмешиваются ядерные силы, которые также могут давать вклад в сечение неупругого рассеяния. Следует отметить, что здесь тяжелые частицы имеют ряд преимуществ по сравнению с легкими, поскольку для них основным неупругим каналом будет прямой неупругий процесс, так как конкурирующие неупругие процессы через промежуточное ядро будут малы из-за большой вероятности "испарения" легких частиц. В случае околбарьерных энергий можно считать, что относительное движение частиц формируется лишь кулоновским полем, в то время как переходы в ядре могут вызываться как кулоновским, так и ядерным взаимодействием $U_{вз} = U_{вз}^{кул} + U_{вз}^{яд}$. Получены формулы для полных и дифференциальных сечений в первом порядке по $U_{вз}$, затем даны их квазиклассические выражения [6]. Обсуждается вопрос о монополюсной части ядерного взаимодействия, которое может приводить, например, к 0-0 переходам в ядре. Заметим, что кулоновское взаимодействие в первом порядке не приводит к монополюсным переходам, так как траектория частицы при $E < U_B$ проходит вне ядра ($r > R$). Этот вопрос интересен еще и тем, что 0-0 переходы сейчас усиленно обсуждаются в связи с развитием коллективных моделей ядра, поскольку вероятность таких переходов очень чувствительна к природе воз-

бужденных 0-уровней. В этой главе дан расчет сечения с возбуждением монополюсного перехода $0^+ \rightarrow 0^+$ в ядре Gd^{156} , которое описывается в рамках модели А.С.Давыдова; при этом оказалось, что полученное сечение очень чувствительно к виду выбираемого ядерного потенциала (например, к размерам его диффузного слоя) и сравнимо по величине с сечением $0^+ \rightarrow 0^+$ перехода, вызываемого кулоновским полем во втором и следующих порядках теории возмущений по $U_{вз}^{кул}$. Оказалось, что сечение ядерного перехода экспоненциально растет с энергией, в то время как кулоновское сечение убывает с ростом E . Таким образом, изучение неупругого рассеяния тяжелых частиц в околбарьерной области может дать информацию о параметрах ядерного взаимодействия и вкладе ядерных сил в сечение перехода.

При неупругом рассеянии надбарьерных частиц ($E > U_B$) появляется дополнительная трудность, связанная с квазиклассическим описанием их относительного движения в кулоновском и ядерном поле, ибо всегда будет существовать предельный угол $\theta = \frac{U_B}{E} < 1$, дальше которого нельзя рассматривать движение по траекториям и где сечение экспоненциально убывает. Кроме того, из-за сильного взаимодействия первый порядок теории возмущений по $U_{вз}$ может оказаться непригодным. Для решения этой задачи удобно записать амплитуду неупругого рассеяния в адиабатическом приближении при большой энергии. Обычно в этом случае удается вычислить лишь сечение возбуждения однофононных переходов в ядре, что соответствует первому порядку по $U_{вз}^{1/2}$. Для расчета π -фононных переходов обычно пользуются методом связанных каналов, который в случае тяжелых рассеиваемых частиц использовать практически уже нельзя, так как в сечение дают вклад очень большие $\ell = kR = 50 - 100$. Однако оказалось [8], что для вычисления этой амплитуды в рассматриваемом случае (тяжелые частицы) можно воспользоваться методом перевала. Это приводит, например, в некоторой области углов к такому наглядному выражению [8]

$$f_{неупр.}^{кул}(\theta) = f_{упр.}^{кул}(\theta) P_{кул}(\theta) + f_{упр.}^{яд}(\theta) P_{яд}(\theta).$$

Здесь $P_{яд}(\theta)$, $P_{кул}(\theta)$ — амплитуды вероятности переходов, вызываемых кулоновским и ядерным полем, они содержат все порядки теории возмущений по $U_{вз}$, то есть таким образом можно описывать возбуждение любого π -фононного перехода в ядре. Далее развиваются методы нахождения точек перевала и вычисления сечений упругого и неупругого рассеяния, указывается область применимости полученных результатов.

Наконец, последний вопрос, рассмотренный в диссертации (гл. IV), — вопрос о механизме реакций α -передач из падающих ядер α -частичного типа. Эти реакции среди других реакций передач выделяются тем, что здесь для описания структуры падающего тяжелого иона можно использовать простую α -модель ядра и, основываясь на этом, строить модель механизма срыва α -частиц. Вначале рассматривается вопрос о пере-

даче заряженных и α -частиц в области подбарьерных энергий. В этом случае движение падающего тяжелого иона происходит вне ядра ($r > R$) и вероятность передачи α -частицы будет пропорциональна квадрату ее волновой функции в ядре-мишени (точнее - "хвоста" этой функции во внешней области $\exp(-\beta r)/r^{K+1}$). Тогда передача будет максимальной при наибольшем сближении ядер, то есть при углах рассеяния $\theta \rightarrow \pi$. Получена формула углового распределения θ . Дифференциальное сечение как функция угла θ растет с ростом θ , наклон этой кривой зависит от энергии связи захваченной α -частицы.

Для рассмотрения надбарьерных реакций передачи α -частиц предлагается модель ^{/10/}, которая как бы дополняет данную Инопиным ^{/11/} дифракционную модель срыва α -частиц для объяснения полных сечений. В нашей модели рассматривается движение тяжелых ионов по касательным траекториям возле поверхности ядра, где происходит срыв. Вероятность, с которой ядро-осколок после отрыва α -частицы приобретает дополнительный импульс $k_{вн}$, пропорциональна $|\psi_{\alpha}(k_{вн})|^2$, где ψ_{α} - волновая функция α -частицы в падающем ядре в импульсном представлении. Этот дополнительный импульс изменяет траекторию остатка и приводит к "размазке" углового и энергетического распределений, для которых такая простая качественная модель позволяет получить простые аналитические формулы. Форма этих распределений зависит от энергии связи α -частицы в падающем ядре $\epsilon_{св}^{\alpha}$. Например, оказывается, что наклон кривых углового распределения возрастает с уменьшением энергии связи $\epsilon_{св}^{\alpha}$. Действительно, когда $\epsilon_{св}^{\alpha} \rightarrow 0$, получим свободное движение несвязанных α -частиц возле ядра, которые уже не будут испытывать "размазки" из-за разрыва внутренней связи в падающем ядре. Аналогичную иллюстрацию можно дать для изменения полуширины энергетического распределения с изменением $\epsilon_{св}^{\alpha}$. Таким образом удастся дать наглядное объяснение большого набора экспериментальных кривых углового и энергетического распределений, а также объяснить ряд других экспериментальных данных, полученных в опытах с тяжелыми ионами ^{12}C и ^{16}O на ядрах Au и Bi .

Результаты, вошедшие в диссертацию, были доложены на нескольких всеююзных совещаниях по ядерной спектроскопии (1962-1965 г.г.) и опубликованы в работах ^{/3,4,6,8-10/}.

Л и т е р а т у р а

1. А.С.Ситенко. УФН **87**, 377 (1959); Tobocman W., The Theory of Direct Nuclear Reactions, Oxford, 1961; И.С.Шапиро. Теория прямых ядерных реакций, Госатомиздат, 1963.
2. А.С.Давыдов, Г.Ф.Филиппов, ЖЭТФ, **35**, 440 (1958); А.С.Давыдов, В.С.Ростовский. ЖЭТФ, **38**, 1788 (1959).

3. В.К.Лукьянов. Изв. АН СССР, сер. физ., **28**, 1086 (1962); Вестник МГУ, вып. физ., **2**, 74 (1962).
4. В.К.Лукьянов, А.Г.Фокин. Изв. АН СССР, сер. физ., **28**, 56 (1964); Препринт ОИЯИ, Р-1214, 1963.
5. К.А.Тер-Мартirosян. ЖЭТФ, **22**, 284 (1952); K.Alder, A.Bohr et al. См.сб. "Деформация атомных ядер", ИЛ, 1958.
6. В.К.Лукьянов. Изв. АН СССР, сер. физ., **28**, 1212 (1964); Препринт ОИЯИ, Р-1532, Дубна, 1964.
7. С.И.Дроздов. ЖЭТФ, **44**, 335 (1963).
8. В.К.Лукьянов, И.Ж.Петков. Изв. АН СССР, сер. физ., **29**, вып. 5 (1965); Препринт ОИЯИ, Р-1908, Дубна, 1964; Phys. Lett., **15**, 149 (1965).
9. V.K.Lukyanov. Acta. Phys. Pol., **22**, 529 (1962).
10. V.K.Lukyanov, I.Z.Petkov. Nucl. Phys., **49**, 529 (1963); Препринт ОИЯИ, Р-1201, Дубна, 1963.
11. Е.В.Инопин. УФЖ, **5**, 744 (1960).

Рукопись поступила в издательский отдел
17 апреля 1965 г.