

С 341

Р-793

И. Роттер

2867

КЛАСТЕРНЫЕ СВОЙСТВА ЛЕГКИХ ЯДЕР

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна 1966

И. Роттер

2887

КЛАСТЕРНЫЕ СВОЙСТВА ЛЕГКИХ ЯДЕР

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

СОЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
БИБЛИОТЕКА

Дубна. 1966

3842 бр.

В начальном периоде изучения связанных состояний ядер использовались модели, основанные часто на прямо противоположных предположениях. Например, в оболочечной модели предполагается, что нуклоны движутся независимо друг от друга в среднем поле, в то время как в  $\alpha$ -частичной модели предполагается сильное взаимодействие отдельных нуклонов внутри  $\alpha$ -ассоциаций. Вильдермут<sup>/1/</sup> показал, что, несмотря на разные предположения, эти модели не противоречат друг другу, если учесть антисимметрию волновых функций, т.е. неразличимость нуклонов. Так возникает вопрос, можно ли с помощью оболочечной модели, которая, как известно, хорошо описывает одночастичные свойства ядер (как нуклонные ширины, значения  $\log ft$   $\beta$ -переходов и т.д.), также описать и кластерные свойства, или же является необходимым использовать для описания кластерных свойств специальные, а именно, кластерные модели.

В данной диссертации этот вопрос изучается на примере легких ядер ( $A < 16$ ). Легкие ядра являются особенно удобными для этой цели, так как их уровни относительно полно изучены и их одночастичные свойства хорошо описаны, что не создает дополнительных проблем.

В первом разделе изучается вопрос, можно ли получить из экспериментальных данных непосредственные указания на предпочтение той или иной модели. Данные, которые указывают на ярко выраженную кластерную структуру отдельных уровней легких ядер и которые были исходными при развитии разных кластерных моделей, можно объяснить также в рамках оболочечной модели (см., например, <sup>/2/</sup>). Поэтому, осебываясь только на больших приведенных кластерных ширинах, нельзя сказать, какая из моделей является наиболее подходящей для описания кластерных свойств легких ядер. Для этой цели нужны другие экспериментальные данные, такие, как данные, полученные из ядерных реакций, в которых происходит передача или выбивание ассоциаций. В диссертации показано, что из имеющихся результатов изучения этих реакций следует, что уровень легкого ядра имеет не одну, а несколько разных кластерных структур. Следовательно, теория, которая описывает кластерную структуру ядер, должна быть в состоянии дать относительную вероятность существования этих разных структур в уровнях легких ядер.

Во втором разделе диссертации рассматриваются под этим аспектом выводы о кластерных свойствах, которые дают кластерные модели и которые дает оболочечная модель. Преимущество теории, основывающейся на оболочечной модели, состоит в том, что эта модель уже оправдала себя при описании многих свойств ядер, и что можно использовать математический аппарат, развитый в ней, для описания одночастичных свойств ядер. В рамках оболочечной модели можно вычислить вероятность нахождения разных кластерных структур в одном уровне в то время, как в кластерных моделях предполагается, что для каждого уровня лишь одна кластерная структура является доминирующей. При этом во многих случаях нужно сделать произвольные предположения, чтобы решить, какая структура является доминирующей. Таким образом, только оболочечная модель выполняет предъявленное в первом разделе требование о возможности вычисления вероятности существования разных структур в одном уровне.

В последующих разделах диссертации рассматривается поэтому только тот метод для описания кластерных свойств легких ядер, который основывается на оболочечной модели, и обсуждается ряд полученных этим методом результатов.

В разделах 3.1 и 3.2 определяются спектроскопические факторы  $S$  и приведенные кластерные ширины  $\theta^2$  и  $\gamma^2$ . Они пропорциональны вероятности нахождения исходного ядра в состоянии "остаточное ядро + ассоциация". При вычислениях в рамках оболочечной модели в выражения для спектроскопических факторов и, следовательно, приведенных кластерных ширины входят генеалогические многочастичные коэффициенты. Генеалогические коэффициенты - коэффициенты разложения волновой функции оболочечной модели по волновым функциям ассоциаций. Они определяют свойства симметрии данного ядра относительно конкретного уровня остаточного ядра и ассоциации. В диссертации на основании работы /3/ автора дается простой метод вычисления генеалогических коэффициентов для отделения ассоциаций с симметричной схемой Юнга. Этот метод использует известные одночастичные генеалогические коэффициенты. Вычисленные по этому методу генеалогические коэффициенты для отделения  $\alpha$ -частиц от ядер  $1p$ -оболочки даны в работе /3/.

В разделах 3.3 и 3.4 обсуждается вопрос, из каких экспериментов можно получить непосредственную информацию о приведенных нуклонных и кластерных ширинах. Приведенные нуклонные ширины можно получить из реакций выбивания типа  $(p, 2p)$ , а также из реакций передачи, к которым относятся как обычные реакции срыва и подхвата, так и реакции с тяжелыми ионами. В то время, как механизм реакций, из которых можно получить приведенные одночастичные ширины, является в основном выясненным, механизм реакций, из которых можно было бы определить приведенные кластерные ширины, еще плохо известен. По аналогии с реакциями передачи или выбивания одного нуклона

ождается, что в реакциях типа  $(Li^6, \alpha)$  преобладает передача ассоциации, а в реакциях типа  $(p, \alpha)$  - выбивание ассоциации. Существующие эксперименты не противоречат такому механизму, поэтому надежно использовать эти реакции для определения приведенных кластерных ширины.

В четвертом и пятом разделах обсуждаются реакции выбивания и передачи ассоциаций более подробно и сравниваются теоретические результаты с экспериментальными данными. В предположении, что механизм выбивания в реакциях типа  $V_{q,s}(p, \alpha)A^*$  является преобладающим, т.е.

$$(V_{q,s} = A^* + \alpha) + p \rightarrow A^* + \alpha + p,$$

а в реакциях типа  $V_{q,s}(Li^6, d)A^*$  преобладающим будет механизм передачи, т.е.

$$(Li^6 = \alpha + d) + V_{q,s} \rightarrow (V_{q,s} + \alpha = A^*) + d,$$

следует, что сечение в обоих случаях пропорционально соответствующим приведенным ширинам  $V_{q,s} \rightarrow A^* + \alpha$  и  $A^* \rightarrow V_{q,s} + \alpha$ . Задача состоит в сравнении теоретических расчетов с экспериментальными данными тех величин, которые являются характерными и для механизма реакции и для структуры ядра, - таких, например, как спектр возбуждения конечного ядра  $A$ . Это дает возможность сделать заключение о правильности исходных предположений и степени точности полученных приведенных ширины.

Реакции типа  $(p, \alpha)$  Балашовым, Бояркиной и автором рассмотрены в Борновском приближении, т.е. при пренебрежении взаимодействием налетающего протона и рассеянных частиц с остальными нуклонами ядра /4/. Дифференциальное сечение пропорционально импульсному распределению  $\rho(q) = \sum_L S_L \rho_L(q)$ , которое имели ассоциации в ядре до столкновения. В противоположность импульсному распределению нуклонов в ядре импульсное распределение ассоциаций является разным на каждом из уровней одной и той же оболочки, так как ассоциации могут обладать разными моментами количества движения  $L$  на каждом уровне одной и той же оболочки. Это причина того, что спектры возбуждения конечного ядра будут немного отличаться друг от друга для разных углов или разных  $q$ . Спектр возбуждения при  $q=0$  определен в основном вкладами ассоциаций с  $L=0$ , т.е. парциальными приведенными ширинами  $A \rightarrow (A-\alpha)^* + \alpha_{L=0}$ . Только при таком  $q$ , при котором нормированные импульсные распределения всех ассоциаций с разными  $L$  приблизительно равны по величине, получается полный спектр возбуждения, соответствующий приведенным ширинам  $A \rightarrow (A-\alpha)^* + \alpha$ .

Полные спектроскопические факторы  $S = \sum_L S_L$  и парциальные спектроскопические факторы  $S_L$  основного состояния некоторых ядер  $1p$ -оболочки нами вычислены для нейтронов, тритонов,  $He^3$  и  $\alpha$ -частиц относительно разных возбужденных уровней конечного ядра /4/. Они приведены в таблицах диссертации. Сравнение

вычисленных спектроскопических факторов с экспериментальными данными в настоящее время очень ограничено. Экспериментально известные импульсные распределения ассоциаций в легких ядрах и спектры возбуждения конечных ядер качественно соответствуют предсказаниям теории. Особенно интересными являются результаты изучения реакции

$C^{12}(p, \alpha)$ , так как в этой реакции рассматривались переходы к возбужденным состояниям конечного ядра  $Be^8$  /5/. Результаты соответствуют предсказаниям, сделанным на базе оболочечной модели, но находятся в противоречии с основным предположением всех кластерных моделей, заключающимся в том, что кластерное состояние  $Be^8_{\alpha, L=0}$  является единственно важным генеалогическим состоянием в  $C^{12}_{\alpha, s}$ .

Подобные результаты ожидаются и в реакции  $O^{16}(p, \alpha)$ , и в реакциях  $B^{10}(p, \alpha)$  и  $B^{11}(p, pt)$ . Согласно вычислениям на основе оболочечной модели в реакции  $O^{16}(p, \alpha)$  только 5% переходов приводят к основному состоянию ядра  $C^{12}$ , если  $\alpha$ -частицы с  $L = 0, 2$  и  $4$  дают вклад в реакцию.

Реакции, индуцированные ионами  $Li$ , автором рассмотрены также в приближении плоских волн (теория Батлера) /8/, хотя нельзя ожидать, что теория без учета кулоновского взаимодействия до и после реакции сможет описать детально угловые распределения этих реакций. Цель рассмотрения состояла только в том, чтобы объяснить характерные различия в угловых распределениях, не связанные с пренебрежением кулоновским взаимодействием до и после реакции. Приближение плоских волн с необходимостью объяснит такие различия в угловых распределениях, если основные предположения теории являются правильными, т.е. механизм срыва является преобладающим и кластерные свойства ядер можно описать в рамках оболочечной модели.

В реакциях, индуцированных ионами  $Li$  на легких ядрах, нельзя пренебречь влиянием иона  $Li$  на форму импульсного распределения (по аналогии с реакциями  $(d, p)$ ). Ион и ядро-мишень имеют одинаковый размер и дают равноценный вклад в угловое распределение. Для реакций  $(Li^6, d)$  имеем  $\ell_{AB} = 0$ , а для реакций  $(Li^7, t) - \ell_{AB} = 1$  ( $\ell_{AB}$  - относительный орбитальный момент дейтрона и  $\alpha$ -частицы в  $Li^6$ , и тритона и  $\alpha$ -частицы в  $Li^7$  соответственно). Это приводит к тому, что угловые распределения дейтронов и тритонов, образованных в реакциях  $(Li^6, d)$  и  $(Li^7, t)$  на одном и том же ядре мишени, обязательно отличаются друг от друга. Таким образом, наблюдаемое различие в угловых распределениях дейтронов и тритонов из реакций  $B^{10}(Li^6, d)N^{14}$  и  $B^{10}(Li^7, t)N^{14}$ , вопреки выводам, сделанным в работе /7/, не противоречит предположению о том, что механизм срыва в этих реакциях играет главную роль.

В противоположность нуклоновым ассоциациям захватывается на одну орбиту с несколькими, отличающимися друг от друга орбитальными моментами  $L$ , например, дейтрон - на  $1p$ -орбиту с  $L=0$  и  $2$ . Отношение спектроскопических факторов с разными  $L$  существенно определяет форму углового распределения. Например, в случае реакции

$C^{12} + d + N^{14}$  в переходе на основное состояние  $N^{14}$  участвуют главным образом дейтроны с  $L=2$ , а в переходе на второе возбужденное состояние - дейтроны с  $L=0$ . В обоих случаях дейтроны с  $L=0$  приводят к максимуму под  $0^\circ$  в угловом распределении  $\alpha$ -частицы, а дейтроны с  $L=2$  не приводят к такому максимуму. Именно такое различие в угловых распределениях  $\alpha$ -частиц из реакций  $C^{12}(Li^6, \alpha)N^{14}$  и  $C^{12}(Li^6, \alpha_2)N^{14}$  и наблюдалось на опыте и обсуждалось с разных точек зрения в печати /8/.

Если механизм срыва играет главную роль в реакциях, индуцированных ионами  $Li$ , то энергетический спектр легкого конечного ядра пропорционален спектру приведенных ширины,  $\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto (2J+1) \sum_L S_L$ . Спектры приведенных кластерных ширины нами вычислены для некоторых ядер  $1p$ -оболочки /8,9,13/. Они даны в таблицах диссертации. Вычисленный спектр приведенных ширины в общем находится в хорошем согласии с соответствующим экспериментальным спектром возбуждения конечного ядра. В спектрах  $\alpha$ -частиц из реакций  $(Li^6, \alpha)$  на ядрах  $Li^6, Li^7$  и  $Be^9$  найден максимум, соответствующий относительно высокому возбуждению конечных ядер  $Be^8, Be^9$  и  $B^{11}$ . Он появляется и в спектрах приведенных дейтронных ширины этих ядер. Максимум в спектре дейтронных ширины, вычисленных в рамках оболочечной модели, находится там, где близко друг к другу лежат несколько уровней. Приведенная ширина отдельного уровня не больше (или немного больше), чем приведенная ширина каждого из остальных уровней. Уровень с ярко выраженной структурой "ядро - мишень + дейтрон" не может существовать по оболочечной модели, максимум должен иметь, следовательно, тонкую структуру.

Как показано автором /10/ на примере  $B^{10}(Li^6, d)N^{14}$ , кулоновского возбуждения, предшествующего процессу срыва, не происходит. Величина заселенности уровня  $T=1$  при  $9,17$  Мэв, которая наблюдалась в реакции  $B^{10}(Li^6, d)N^{14}$ , возникает, наверно, из-за того, что в этой области энергии находятся несколько уровней, среди них и уровень с  $T=0$ , так что частота по изоспину уровня при  $9,17$  Мэв стоит под вопросом. Наблюдаемый переход, таким образом, не противоречит предположению о том, что механизм срыва играет главную роль и в этой реакции.

В шестом разделе диссертации обсуждаются границы применимости оболочечной модели для вычисления приведенных кластерных ширины. Пренебрежение короткодействующими парными корреляциями сверхтекучего типа, по всей вероятности, оказывает малое влияние на приведенные кластерные ширины легких ядер из-за большого энергетического расстояния между разными оболочками. Неточность вычислений из-за использования осцилляторных волновых функций в рамках оболочечной модели, вероятно, представляет собой поправку высшего порядка. Ошибки, основанные на предположении оболочечной модели о полном взаимном перекрытии ассоциаций, оценить труднее. Ассоциации в действительности имеют больше индивидуальности, чем это предполагается при вычислениях в оболочечной модели (см., например, /2/).

В некоторых частных случаях нельзя пренебречь ошибками, сделанными при вычислениях с волновыми функциями чистой оболочечной модели. В ядрах  $C^{12}$  и  $O^{16}$  существуют, как известно, при 7,7 и 8,1 Мэв соответственно уровни  $0^+$ , природа которых не ясна (как и природа аналогичных уровней  $0^+$  в тяжелых ядрах). Известно только, что они имеют большие приведенные  $\alpha$ -ширины. Небольшая примесь этих уровней (можно назвать их кластерными) к уровням чистой оболочечной модели, которая существует с большой вероятностью, может привести к относительно большим ошибкам при вычислениях  $\alpha$ -ширин оболочечных уровней, если они малы. Это показано Балашовым и автором на примере ядра  $C^{12}$  /11/. Кластерные уровни, которые существуют наряду с оболочечными уровнями и обладают той же четкостью, что и основное состояние, известны только в двух ядрах  $Ir$ -оболочки в  $C^{12}$  и  $O^{16}$ . Следовательно, можно ожидать, что согласие тоже малых по величине приведенных ширин, вычисленных на базе оболочечной модели, с экспериментальными значениями в других ядрах  $Ir$ -оболочки лучше, чем в случае  $\alpha$ -ширин ядра  $C^{12}$ .

Ожидается, что отклонения кластерных ширин, вычисленных в рамках оболочечной модели, от реальных будут особенно большими вблизи двухчастичных порогов, где по предположению кластерных моделей индивидуальность ассоциаций особенно велика /12/. Чтобы получить выводы о величине поправок, связанных с этими отклонениями, Жусуповым и автором вычислен спектр приведенных кластерных ширин для некоторых ядер  $Ir$ -оболочки и сравнен (насколько это было возможным) с соответствующим экспериментальным спектром возбуждения конечного ядра в реакциях, индуцированных ионами  $Li^{13}$ . Максимум, наблюдаемый в экспериментальном спектре возбуждения при относительно высокой энергии, лежит вблизи соответствующего двухкластерного порога ядро-мишень + дейтрон только в одном из трех известных случаев. Во всех трех случаях, однако, вычисление по оболочечной модели без учета пороговых эффектов дает правильное положение этого максимума. Следовательно, наличие максимума в спектре приведенных дейтронных ширин при относительно высокой энергии возбуждения не является пороговым эффектом, как это предполагалось в литературе /14/. Пороговые эффекты, по всей вероятности, приводят лишь к небольшим поправкам в значениях приведенных кластерных ширин уровней, лежащих рядом с соответствующими порогами.

Суммируя, можно установить, что ни в одном из рассматриваемых случаев больших приведенных кластерных ширин не появились противоречия теоретических предсказаний с экспериментальными данными. Даже такие результаты, как максимальное образование высоко возбужденных уровней конечного ядра в некоторых реакциях  $(Li^6, \alpha)$  и образование возбужденных уровней ядра  $Be^8$  в реакции  $C^{12}(p, \alpha)$  объясняется теоретически. Результаты, таким образом, показывают, что оболочечная модель применима для описания кластерных свойств легких ядер. Вычисленные на основе оболочечной модели приведенные ширины в общем правильны.

Результаты одновременно подтверждают предположения, сделанные при вычислениях, о механизме реакций:

1. В реакциях типа  $(p, \alpha)$  в основном происходит выбивание ассоциации  $\alpha$  (квазиупругое  $p$ - $\alpha$ -рассеяние);
2. В реакциях типа  $(Li^6, \alpha)$  доминирующим механизмом реакции является механизм срыва.

Поэтому оказывается целесообразным рассматривать реакции на основе этих предположений в более хорошем приближении, чем приближение плоских волн, и оценить поправки к приведенным кластерным ширинам, вычисленным на базе оболочечной модели. Чтобы сравнить теорию с экспериментом более детально, необходимо получить еще некоторые экспериментальные данные, например, данные, касающиеся относительного возбуждения разных уровней конечного ядра  $C^{12}$  в реакции  $O^{16}(p, \alpha)$ , и тонкой структуры максимума в спектре  $\alpha$ -частиц из реакции  $Li^6(Li^6, \alpha)Be^8$ .

Диссертация основана на работах автора или с участием автора /3,4,6,9-11,13,15-17/ а также на докладах автора на XIII, XIV и XV ежегодных совещаниях по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра в 1963 г., 1964 г. и 1965 г., на конференции Физического общества в ГДР в апреле 1965 г., на конференции по ядерным реакциям с легкими ядрами и структуре атомного ядра в Россеядорфе (ГДР) в январе 1966 года.

#### Л и т е р а т у р а

1. K. Wildermuth. Nucl. Phys., 31, 478 (1962).
2. V.G. Neudachin, Yu. F. Smirnov. Atomic Energy Review, 3, 157 (1965).
3. I. Rotter. Annalen der Physik, 16, 242 (1965);  
Препринт ОИЯИ, P-2050, Дубна, 1965.
4. V.V. Balashov, A.N. Buzankina, I. Rotter. Nucl. Phys., 59, 417 (1964);  
Препринт ОИЯИ, P-1357, Дубна, 1963.
5. A.N. James, H.G. Pugh. Nucl. Phys., 42, 441 (1963).
6. I. Rotter. Annalen der Physik, 17, 247 (1966); Preprint E-2243, Dubna, 1965.
7. G.C. Morrison, N.H. Gale, M. Hussain, G. Murray. Proc. 3-rd Conf. on React. Betw. Compl. Nuclei. Asilomar, 1963, p. 168.
8. D.R. Inglis. Phys. Rev., 126, 1789 (1962); Shigeru Takeda, Ryuzo Nakasima. Proc. 3-rd Conf. on React. Betw. Compl. Nuclei, Asilomar, 1963, p. 159.
9. В.В. Балашов, И. Роттер. Известия АН СССР, 30, 479 (1966);  
Препринт ОИЯИ, P-2079, Дубна, 1965.
10. I. Rotter. Preprint E-2244, Dubna, 1965.
11. V.V. Balashov, I. Rotter. Nucl. Phys., 61, 138 (1965).  
Препринт ОИЯИ, P-1595, Дубна, 1964.

12. A. J. Baz. *Advances in Physics*, 8, 349 (1959).
13. I. Rotter, M. A. Zhuravov. *Annalen der Physik*, 17, 57 (1966);  
Препринт ОИЯИ, Р-2301, Дубна, 1965.
14. G. S. Morrison. Proc. Conf. Dir. Interactions and Nucl. React. Mech., Padua, 1962, p. 378.
15. А.Н. Бояркина, И. Роттер. Изв. АН СССР, 27, 907 (1963).
16. А.Н. Бояркина, М.А. Жусупов, И. Роттер. Изв. АН СССР, 30, 472 (1966);  
Препринт ОИЯИ, Р-2287, Дубна, 1965.
17. I. Rotter. Proc. Conf. Nuclear Reactions with Light Nuclei and Nucl. Structure, Rossendorf, 1966.

Рукопись поступила в издательский отдел  
4 августа 1966 г.