

С341.а  
Б-202



# ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

---

В.В. Балашов, И. Роттер

P-1595

О СВЯЗИ ОБОЛОЧЕЧНЫХ  
И "КЛАСТЕРНЫХ" ВОЗБУЖДЕНИЙ  
В ЛЕГКИХ ЯДРАХ

Дубна 1964

В.В. Балашов, И. Роттер

P-1595

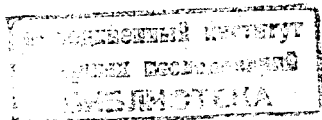
СЗ41.а

Б-202

2391/3 48.

О СВЯЗИ ОБОЛОЧЕЧНЫХ  
И "КЛАСТЕРНЫХ" ВОЗБУЖДЕНИЙ  
В ЛЕГКИХ ЯДРАХ

Направлено в "Nuclear Physics"



Дубна 1984

Предложенный несколько лет назад метод расчета приведенных ширин уровней легких ядер относительно испускания  $\alpha$ -частиц, дейтронов, ядер трития и других "фрагментов"<sup>/1,2/</sup> позволил привлечь большой круг экспериментальных данных, относящихся к характеристикам сложного распада ядер, к непосредственному спектроскопическому анализу свойств уровней: спина, четности, природы возбуждения. Однако до сих пор практическое применение этого метода<sup>/3,4/</sup> ограничивалось главным образом областью основных состояний ядер и лишь небольшим числом возбужденных уровней "ротационной" природы. Всем этим состояниям свойственна максимальная симметрия пространственной волновой функции (схема Юнга с максимальным числом "четверок"). Известно, что в таких случаях волновые функции оболочечной модели оказываются очень близкими волновым функциям "модели ассоциации" ( cluster model ), см. например,<sup>/5,6/</sup>; поэтому неудивительно, что проведенные до сих пор на базе оболочечной модели расчеты приводили к большим, порядка вигнеровского предела, приведенным ширинам "фрагментов".

В легких ядрах (за исключением, конечно, магических и непосредственно примыкающих к ним ядер) спектр возбуждений, соответствующих той же оболочечной конфигурации, что и основное состояние (мы будем их условно называть "оболочечными возбуждениями"), простирается вплоть до 20-25 Мэв. Чем выше энергия возбуждений такого уровня, тем меньше, как правило, вклад в его волновую функцию компоненты с максимальной симметрией, т.е. тем меньше приведенная ширина, соответствующая его сложному развалу.

В четно-четных легких ядрах энергетическая "щель" между основным состоянием, описываемым (на 75-95%) схемой Юнга [44...4], и ближайшим оболочечным возбуждением с разрушенной "четверкой" составляет 10-15 Мэв. В пределах этой щели, кроме "ротационных" уровней  $2^+$ ,  $4^+$ , соответствующих той же оболочечной конфигурации, что и основное состояние, располагаются также уровни более сложного возбуждения, сохраняющие  $\alpha$ -частичную природу. Ярким примером такого рода состояний являются низко лежащие "монополи"  $0^+$  -7,66 Мэв в  $C^{12}$  и 6,63 Мэв в  $O^{16}$ <sup>/7/</sup>. Природа этих состояний в настоящее время полностью не ясна. Согласно одной точке зрения, они соответствуют четырехчастичному возбуждению, или, на языке  $\alpha$ -модели, перестройке геометрии взаимного расположения альфа-частиц в ядре.<sup>/8/</sup> Известна и другая интерпретация этих состояний - как двухчастичных или одночастичных (с изменением главного квантового числа) возбуждений<sup>/9/</sup>; она, однако, приводит

к сильно завышенному энергетическому положению этих состояний. И в том, и в другом случае приведенная альфа-ширина таких состояний должна быть большой, и, как можно судить по данным о распаде уровня 7,66 Мэв в  $C^{12}$ , она действительно близка к вигнеровскому пределу.

Таким образом, возникает представление о том, что в спектрах легких ядер существует, кроме "ротационных" уровней, два рода возбуждений: оболочечного (связанного с разобшением движений отдельных нуклонов) и "кластерного", коллективного, типа. В то же время опыт применения обобщенной модели подсказывает, что независимое рассмотрение одночастичных и коллективных степеней свободы ядра является довольно сильной идеализацией. В рассматриваемом случае также нет оснований а priori отрицать существование такой связи.

Наиболее характерное, "избирательное" свойство уровней "кластерного" возбуждения - это большие (несмотря на высокую энергию возбуждения) значения приведенных ширин для соответствующих "фрагментов". Поэтому примесь таких состояний к уровням иной природы должна сказаться прежде всего в усилении соответствующих многочастичных переходов. Тем самым, хотя большинство уровней "кластерного" возбуждения экспериментально еще непосредственно не обнаружено, их существование могло бы проявиться косвенным образом - в усилении "кластерного", в частности, альфа-частичного распада высоких уровней оболочечного возбуждения. Очевидно, наиболее чувствительными к такому эффекту усиления были бы переходы, которые в чистой оболочечной модели являются особенно слабыми.

Поэтому в данной работе нами, в рамках схемы промежуточной связи оболочечной модели, был предпринят анализ вероятностей (приведенных ширин) альфа-распада высоко возбужденных состояний ядер  $C^{12}$  и  $Be^8$ , относящихся к конфигурациям  $(1s)^4(1p)^8$  и  $(1s)^4(1p)^4$ . Волновые функции состояний были взяты из работы А.Н. Бояркиной<sup>10/</sup>.

Для удобства изложения примем следующую классификацию альфа-переходов:

а) разрешенные - если основная компонента оболочечной волновой функции состояния характеризуется схемой Юнга, не имеющей разрушенных "четверок", например, "ротационный" уровень  $2^+$  ядра  $Be^8$  при 2,9 Мэв:

$$\Psi(2^+) = 0,985 | [4]^{11} D \rangle + 0,093 | [31]^{13} P \rangle - 0,124 | [31]^{13} D \rangle + \dots ;$$

б) подавленные - если основная компонента волновой функции состояния характеризуется схемой Юнга с разрушенной "четверкой", например, уровень  $0^+$  ядра  $C^{12}$  при 10,1 Мэв:

$$\Psi(0^+) = 0,671 | [422]^{15} D \rangle - 0,557 | [431]^{13} P \rangle + 0,390 | [44]^{11} S \rangle -$$

$$0,215 | [332]^{13} P \rangle - 0,222 | [42]^{11} S \rangle ;$$

в) запрещенные - если ни одна из компонент волновой функции состояния не совместима с  $\alpha$ -представлением, например, уровень  $1^+$  в ядре  $C^{12}$  при 12,73 Мэв:

$$\Psi(1^+) = -0,679 | [431]^{13} P \rangle + 0,136 | [431]^{13} D \rangle + 0,713 | [422]^{15} D \rangle - 0,110 | [332]^{13} P \rangle .$$

Данная классификация строится на учете свойств симметрии волновых функций состояний и не связана непосредственно со сравнением переходов по интенсивности. Ниже будет рассмотрен целый ряд  $\alpha$ -переходов, запрещенных по изотопическому спину. Однако такого рода запрет легко снимается при учете кулоновского смешивания состояний с разным изотопическим спином; поэтому большинство переходов, запрещенных по T, отнесено, в рамках нашей классификации, к "подавленным".

## 2. Результаты

Результаты расчета приведенных  $\alpha$ -ширин уровней  $C^{12}$  и соответствующие экспериментальные данные собраны в таблицу 1.

$(0^+, 0)$ ; 10,1 Мэв

Экспериментальное значение  $\alpha$ -ширины превышает рассчитанное примерно в 15 раз. Причину этого можно понять, если допустить сильное смешивание состояния  $(1s)^4(1p)^8$  с уровнем "кластерного" возбуждения  $(0^+, 0)$  при 7,66 Мэв, имеющим большую приведенную  $\alpha$ -ширину. В пользу такой картины говорит анализ  $\beta$ -распада  $B^{12} \rightarrow C^{12} + \beta^- + \bar{\nu}$  (табл. 2): значения  $\log f.t$  для переходов на эти два уровня приблизительно равны друг другу, тогда как в случае чистого четырехчастичного возбуждения /а также возбуждения типа  $(1s)^3(1p)^3(2s) + (1s)^4(1p)^7(2p)$  / уровня 7,66 Мэв распад на него был бы запрещен.

$(1^+, 0)$ ; 12,7 Мэв

Рассматриваемый переход относится к числу "запрещенных". Ни одна из компонент волновой функции состояния  $(1^+, 0)$  не содержит схемы Юнга [444]. Это находится в соответствии с тем обстоятельством, что в  $\alpha$ -модели и модели ассоциаций такого уровня вообще нет<sup>15/</sup>.

Как видно из табл. 1, результаты оболочечного расчета находятся в данном случае в хорошем согласии с экспериментом. Распад оказывается возможным за счет примеси состояний со схемой Юнга [31] к уровню  $2^+$  конечного ядра  $Be^8$ .

$(1^+, 1)$ ; 15,1 Мэв

Альфа-распад запрещен по изоспину. Учет смешивания состояния  $(1^+, 1)$  с состояниями  $(1^+, 0)$  в ядре  $C^{12}$  и состояния  $(2^+, 0)$  с состояниями  $(2^+, 1)$  в конечном ядре  $Be^8$  за счет кулоновского взаимодействия приводит к хорошему согласию рассчитанного значения  $\theta^2_\alpha$  с экспериментом.

$(2^+, 1); 16,1 \text{ Мэв}$

Переход относится к числу "подавленных". Запрет по изоспину снимается, как и в предыдущем случае, учетом кулоновских сил. Как для перехода на основное состояние  $Be^8$ , так и на первое возбужденное  $2^+$ , экспериментальные значения приведенных  $a$ -ширин много больше рассчитанных.

$(0^+, ?); 17,8 \text{ Мэв}$

Изоспин состояния не известен. Из расчета по схеме промежуточной связи /10/ следует, что если это уровень  $p$ -оболочки, его изоспин должен быть равен 1 (рассчитанный уровень  $(0^+, 0)$  лежит слишком высоко - в районе 25 Мэв). Такая идентификация подтверждается расчетом приведенной протонной ширины, отвечающей распаду  $C^{12} \rightarrow B^{11}(\frac{1}{2}^-, \frac{1}{2}) + p$  (табл. 3). Что касается  $a$ -ширин, то их экспериментальные значения оказываются на несколько порядков больше рассчитанных.

$(2^+, ?); 18,8 \text{ Мэв}$

Значение изоспина также неизвестно. Однако, в отличие от предыдущего случая, идентификация просто на основании рассчитанной схемы уровней здесь невозможна, поскольку в окрестности данного уровня расчет дает как состояние  $(2^+, 0); 17,8 \text{ Мэв}$ , так и  $(2^+, 1); 18,8 \text{ Мэв}$ . Анализ протонного распада (табл. 3) говорит в пользу значения  $T=1$ . В этом случае рассчитанные значения  $a$ -ширин оказываются много меньше экспериментальных (соотношение теории и эксперимента такое же, как для состояния  $(2^+, 1)$  при 16,1 Мэв). Заметим, что в случае  $T=0$  не только возникли бы расхождения рассчитанного и экспериментального значений протонной ширины, но и, в нарушение общей тенденции, рассчитанное значение альфа-ширины для распада на первый возбужденный уровень ядра  $Be^8$  оказалось бы больше экспериментального.

Кроме описанных случаев  $a$ -распада ядра  $C^{12}$ , охватывающих все известные экспериментальные данные, был рассмотрен также альфа-распад высоко возбужденных состояний ядра  $Be^8$ . Экспериментальные данные имеются для двух состояний  $2^+$  в районе 16-17 Мэв /7/, которым ближе всего подходят рассчитанные уровни  $(2^+, 0)$  при 17,0 Мэв и  $(2^+, 1)$  при 15,9 Мэв. Скорее всего, однако, эти состояния сильно смешаны друг с другом за счет кулоновского взаимодействия. Поэтому не имеет смысла рассматривать распад для каждого из них в отдельности. Экспериментальное значение суммы приведенных ширин для этих двух уровней составляет около  $2,10 \cdot 10^{-2}$ , что превышает рассчитанное значение  $4,10 \cdot 10^{-3}$ .

### 3. Выводы

Проведенный выше анализ позволяет установить следующую общую закономерность: во всех случаях "подавленных" переходов экспериментальное значение приве-

денной ширины на порядок или на несколько порядков больше рассчитанного, в случаях "запрещенных" переходов расчет хорошо согласуется с экспериментом.

Известно, /2/ что главная количественная неопределенность оболочечного расчета приведенных ширин - как однонуклонных, так и ширин для сложных частиц, - состоит в выборе условия сшивания внутренней и внешней волновой функции ядра в соответствующем канале. При этом ясно, что налагаемое обычно условие вигнеровского предела для радиальной волновой функции частицы на границе ядра  $1/2 a |u(a)|^2 = 1$ , в сочетании с использованием осцилляторных функций во внутренней области, способствует завышению теоретических значений приведенных ширин по сравнению с их действительными значениями.

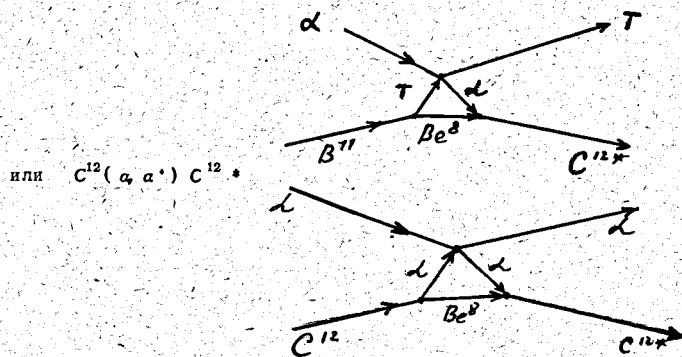
Установленная выше тенденция - противоположного рода. Кроме того, расхождение расчетов и эксперимента в случае "подавленных" переходов далеко выходит за рамки, дозволенные неопределенностью значения радиуса  $a$ . Все это заставляет искать источник расхождения не в формальном оболочечном расчете, а в физической природе самих рассматриваемых состояний. Нам кажется, что одной из наиболее вероятных причин усиления "подавленных" переходов по сравнению с тем, что дает оболочечный расчет, может быть связь между оболочечными и "кластерными" возбуждениями в ядрах. Поскольку абсолютные значения приведенных  $a$ -ширин для "подавленных" переходов очень малы, достаточно небольшой примеси коллективного, "альфа-частичного" возбуждения, чтобы радикально изменить эти значения. В то же время ясно, что в рассмотренных ранее случаях "разрешенных" переходов, где оболочечная модель приводит к большим, порядка вигнеровского предела, альфа-ширинам, эти небольшие примеси не могли повлиять на результат расчета. Что касается "запрещенных" переходов с уровнем  $(1^+)$  ядра  $C^{12}$ , то для них усиления нет по той простой причине, что коллективные уровни такого типа отсутствуют. Таким образом, успех расчета вероятностей "запрещенных" переходов не случаен, он лишь подчеркивает чистоту оболочечной структуры соответствующих состояний.

### 4. Экспериментальные задачи

В данной работе мы не преследовали цели выяснить сам механизм смешивания возбуждений оболочечного и "кластерного" типа. Может быть, постановка такой задачи вообще была бы преждевременной, поскольку до сих пор нет единой модели самих уровней "кластерного" возбуждения и очень бедны данные об их свойствах. Тем более важно вести поиски новых уровней такого типа.

Факт усиления альфа-переходов с уровнем  $2^+$  ядра  $C^{12}$  заставляет ожидать наличия в спектре возбуждения  $C^{12}$  "альфа-частичного" уровня  $2^+$ , подобного уровню

$0^+$  при 7,86 Мэв, обладающего большой приведенной альфа-шириной (не исключено, что это может быть "ротационный" уровень на базе уровня  $0^+$  при 7,86 Мэв). Скорее всего, его следует искать в реакциях "кластерного" замещения типа  $B(\alpha, T)C^*$



(хотя в последнем случае может быть помехой прямое или упругое рассеяние).

В заключение выражаем благодарность А.Н. Бояркиной за предоставление расчетов волновых функций ядер  $1p$ -оболочки, а также сотрудникам Вычислительного центра ОИЯИ за проведение численных расчетов.

#### Л и т е р а т у р а

1. В.В. Балашов, В.Г. Неудачин, Ю.Ф. Смирнов, Н.П. Юдин. ЖЭТФ, 37, 1387 (1959).
2. A.M. Lane. Rev.Mod.Phys., 32, 519 (1960).
3. Yu.F. Smirnov, D. Chlebowska, Nucl.Phys., 26, 306 (1961).
4. В.В. Балашов, А.Н. Бояркина, И. Роттер. Препринт ОИЯИ Р-1357, Дубна, 1963.
5. K.Wildermuth. Nucl. Phys., 31, 478 (1962).
6. В.Г. Неудачин, Ю.Д. Смирнов, Н.П. Юдин. ЖЭТФ, 37, 1384 (1959).
7. F.Ajzenberg-Selove, T. Lauritsen, in: Landolt-Börnstein. Neue Serie, 1/1, Berlin, 1961.
8. R.F. Christy, W.A. Fowler. Phys.Rev., 96, 851 (1954). H.Morinega.Phys.Rev., 101, 254 (1956);  
В.В. Балашов. Тезисы X Ежегодного совещания по ядерной спектроскопии, Рига, 1960;  
S. Matthies, V.G. Neudachin, Yu.F. Smirnov. Nucl.Phys., 49, 97 (1963).
9. P.J. Redmond. Phys.Rev., 101, 751 (1956); J.P. Elliott, Phys. Rev., 101, 1212 (1956); N.Vinh-Mau, G.E. Brown. Phys.Letters., 1, 36 (1962).
10. А.Н. Бояркина. Препринт МГУ, Москва, 1963.
11. R.E. Segel, H.I. Bina. Phys.Rev., 124, 814 (1961).

12. G.D. Symons, P.B. Treacy. Nucl.Phys., 46 93 (1963).
13. H. Schmid, W. Scholz. Zeitschr. f. Physik, 175, 430 (1963).
14. F. Ajzenberg-Selove, T. Lauritsen. Nucl. Phys., 11, 1 (1959);  
T. Lauritsen, F. Ajzenberg-Selove. Energy levels of light nuclei, May, 1962, Washington, 1962.
15. R.K. Sheline, K. Wildermuth. Nucl. Phys., 21, 196 (1960).

Рукопись поступила в издательский отдел  
16 марта 1964 г.

Таблица 1.

Приведенные ширины  $\Theta^2$  для  $C^{12} \rightarrow Be^8 + \alpha$ .  $\Theta_a^2$  в единицах Вигнеровского предела,  $\Gamma_a = 2kR \Theta_a^2 \frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{2}$  ( $\mu$  - приведенная масса распадающихся частиц,  $a$  - радиус),  $k = \sqrt{2\mu E}$ ,  $P_l = 1 - (G_l^2 + F_l^2)$  - кулоновские волновые функции).  
 Параметры промежуточной связи:  $L/K = 6,0$ ;  $K = -1,2 \text{ MeV}$ . Экспериментальные значения  $\Gamma_a$  из следующих работ: а) из /7/, б) из /11/, в) из /12/, д) из /13/.  
 Величины  $\Theta_a$  рассчитаны из величин  $\Gamma_a$  с  $a = 4,10^{-13} \text{ см}$  и  $2a = 5,10^{-13} \text{ см}$ .

Поскольку полученные величины отличаются только на множитель  $\leq 1,5$ , в таблице приведены средние величины.

Уровни ядра $C^{12}$			Уровни ядра $Be^8$				
J, T	$E_{\text{экс}}$ [MeV]	$E_{\text{теор}}$ [MeV]	J, T	$\Lambda$	$\Gamma_{\alpha}$ (экс) [keV]	$\Theta_{\alpha}^2$ (экс)	$\Theta_{\alpha}^2$ (теор)
0,0	7,66		0,0	0	$8 \cdot 10^{-3}$ а)	2	
4,0		12,4	0,0	4			$6 \cdot 10^{-2}$
			2,0	4			0,3
0,0	10,1	13,8	0,0	0	$2 \cdot 10^3$ а)	0,8	$5 \cdot 10^{-2}$
1,0	12,70	15,0	2,0	2	2,2 а)	$3,5 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-3}$
1,1	15,11	14,1	2,0	2	$7 \cdot 10^{-3}$ б)	$2 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$
2,1	16,11	15,0	0,0	2	0,29 б)	$4 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-6}$
			2,0	2	6,3 в)	$1,5 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-5}$
0,1	17,77	16,5	0,0	0	18 в)	$2 \cdot 10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-7}$
			2,0	2	86 в)	$1,5 \cdot 10^{-2}$	$6 \cdot 10^{-7}$
2,1	18,34	18,8	0,0	2	28 в)	$3 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-5}$
			2,0	2	234 в)	$3,5 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-5}$
2,0		17,6	0,0	2			$1 \cdot 10^{-3}$
			2,0	0,2			$2 \cdot 10^{-2}$
0,0		25,1	0,0	0			$7 \cdot 10^{-3}$
			2,0	2			$6 \cdot 10^{-3}$

Таблица 2.

$\log ft$  для  $B^{12}(1,1) \rightarrow C^{12} \beta^- + \bar{\nu}$  и  $N^{12}(1,1) \rightarrow C^{12} \beta^+ + \nu$ . Теоретические значения рассчитаны в рамках схемы промежуточной связи оболочечной модели. Параметры:  $L/K = 6,0$ ,  $K = -1,2 \text{ MeV}$ . Экспериментальные значения из работ /14/.

Уровни ядра $C^{12}$			$\log ft$ (экс)		$\log ft$ (теор)
J, T	$E_{\text{экс}}$ [MeV]	$E_{\text{теор}}$ [MeV]	$B^{12} \rightarrow C^{12} + \beta^- + \bar{\nu}$	$N^{12} \rightarrow C^{12} + \beta^+ + \nu$	
0,0	0	0	4,1+0,1	4,17	4,3
2,0	4,43	4,0	5,1+0,2	4,4	5,1
0,0	7,66		4,2+0,3	4,4	-
0,0	10,1	13,8	4,1+0,4		3,8

Таблица 3.

Приведенные ширины  $\Theta_p^2$  для  $C^{12} \rightarrow B^{11}(\nu, 1/2) + p$ . Параметры - см. табл. 1. Экспериментальные значения  $\Theta_p^2$  - из работы /12/.

Уровни ядра $C^{12}$			$\Gamma_{\text{экс}}$ [keV]	$\Theta_p^2$ (экс)	$\Theta_p^2$ (теор)
J, T	$E_{\text{экс}}$ [MeV]	$E_{\text{теор}}$ [MeV]			
0,1	17,77	16,5	6	$4,0 \cdot 10^{-3}$	$4,3 \cdot 10^{-3}$
2,1	18,34	18,8	58	$2,7 \cdot 10^{-2}$	$7,5 \cdot 10^{-2}$
2,0		17,6			$1,9 \cdot 10^{-1}$