

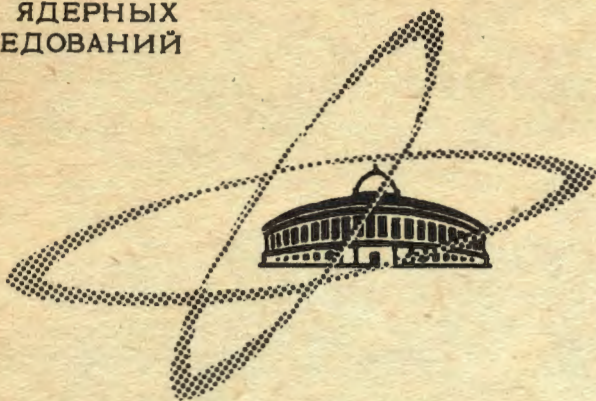
ЖК-931

Изв. АН СССР, сер. физ., 1968, т. 32, № 1,
с. 1714-1718

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P4 - 3681



М.А. Жусупов, О.Лхагва, И.Роттер

КЛАСТЕРНЫЕ ПРИВЕДЕННЫЕ ШИРИНЫ

ДЛЯ ^{14}N И ^{15}N

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

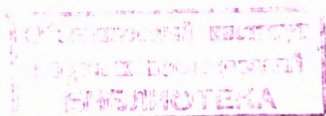
1968

P4 - 3681

М.А.Жусупов, О.Лхагва, И.Роттер

**КЛАСТЕРНЫЕ ПРИВЕДЕННЫЕ ШИРИНЫ
ДЛЯ ¹⁴N И ¹⁵N**

Направлено в Известия АН



1. В в е д е н и е

Как известно, кластерные свойства легких ядер можно вполне удовлетворительно описать в рамках оболочечной модели^{/1/}. Согласно основным положениям модели оболочек, ассоциации в ядре взаимно перекрываются и между отдельными ассоциациями имеет место обмен нуклонами, который, однако, из-за тождественности нуклонов не нарушает кластерной структуры. В оболочечной модели, исходя из одной и той же волновой функции, можно рассчитать спектроскопические факторы для отделения различных кластеров.

В настоящее время имеется большое число рассчитанных спектроскопических факторов, прежде всего для основных и возбужденных состояний ядер $1p$ -оболочки с конфигурацией $(1s)^4(1p)^n$. Соответствие их со спектроскопическими факторами, полученными экспериментально, в общем, хорошее. К примеру, согласно оболочечной модели, альфа-ширина основного состояния ядра ${}^8\text{Be}$ близка к 1 (в единицах вигнеровского предела)^{/2/}, как это следует и из эксперимента. В некоторых случаях результаты, полученные на основе оболочечной модели, резко отличаются от предположений, сделанных на базе кластерной модели. Это дает возможность непосредственно проверить выводы оболочечной модели о кластерной структуре ядра. Например, согласно любой кластерной картине основное состояние ${}^{16}\text{O}$ геевского ядра логически сильно связано с основным состоянием ядра ${}^{12}\text{C}$. Оболочечная модель, однако, дает другой результат: спектроскопический фактор для структуры ${}^{12}\text{C}_{\text{осн. сост.}}$ в пять раз меньше спектроскопического фактора для структуры ${}^{12}\text{C}_{2+, 4.48 \text{ МэВ} + \alpha}$ и в 10 раз меньше спектроскопического фактора для структуры ${}^{12}\text{C}_{4+, 12 \text{ МэВ} + \alpha}$ ^{/3/}. Эти выводы, по-видимому, соответствуют эксперименту, хотя строгая проверка еще отсутствует^{/4/}.

Возбужденные состояния ядер в конце $1p$ -оболочки не обладают чистой $(1s)^4 (1p)^n$ -конфигурацией. Большую роль играют здесь состояния, полученные возбуждением одного или нескольких нуклонов в следующую, $(2s-1d)$ -оболочку. Следовательно, при расчёте спектроскопических факторов этих уровней нельзя ограничиваться кластерами, состоящими из нуклонов только $1p$ -оболочки; необходимо также рассматривать кластеры, состоящие из нуклонов различных оболочек.

В данной работе рассчитаны спектроскопические факторы для возбужденных состояний ядер ^{14}N и ^{15}N с конфигурациями $(1p)^{-n-2} (2s-1d)^n$ и $(1p)^{-n-1} (2s-1d)^n$ относительно основных состояний конечных ядер с конфигурацией $(1p)^m$. Кластеры образуются из нуклонов $1p$, $2s$ и $1d$ -оболочек. Эти спектроскопические факторы определяют, например, относительные вероятности образования уровней конечного ядра в реакциях передачи типа $^{10}\text{B} ({}^6\text{Li}, d) {}^{14}\text{N}$ и $^{11}\text{B} ({}^6\text{Li}, d) {}^{15}\text{N}$.

2. Расчёт спектроскопических факторов

Спектроскопический фактор определяется следующим выражением^{/2,5/}:

$$S = \left(\frac{m_1 + m_2}{m_1 + m_2} \right) \langle T T_z | T' T'_z ; T_0 T_{0z} \rangle^2$$

$$\sum_{L_0 J_0} \left\{ \sum \left(\frac{A}{A-m} \right)^{N/2} K_m(N, L_0) a_1 b_k (-)^{L+L'} \right.$$

$$\times U(SJL'L_0 : LJ_0) U(L'S'J_0 S_0 : J'S)$$

$$\times \langle \nu_1 \ell_1^{n_1} [f_1] L_1 S_1 T_1, \nu_2 \ell_2^{m_2} [f_2] L_2 S_2 T_2 : LST$$

$$/ \nu_1 \ell_1^{n_1-m_1} [f'_1] L'S'T' ; \nu_1 \ell_1^{m_1} [f''_1] L_1', \nu_2 \ell_2^{m_2} [f_2] L_2 : ([f_0] L_0 S_0 T_0) \rangle^2.$$

Здесь $m = m_1 + m_2$ - число образующих кластер нуклонов; n_1, m_2 - число нуклонов в $1p$ -или соответственно $(2s-1d)$ -оболочке; $N = m_1 \nu_1 + m_2 \nu_2$; $\langle T T_z | T' T'_z ; T_0 T_{0z} \rangle$ - коэффициент Клебша-Гордона; a_1, b_k - волновые функции начального и конечного состояний; $U(abcd, ef)$ - коэффициент Рака;

$(\frac{A}{A-m})^{N/2}$ - поправочный множитель, учитывающий движение центра масс^{/2/};
 $\langle \nu_1 \ell_1^{m_1} \nu_2 \ell_2^{m_2} : LST | \nu_1 \ell_1^{n_1-m} [f_1] L' S' T'; \nu_1 \ell_1^{m_1} \nu_2 \ell_2^{m_2} [f_0] L_0 S_0 T_0 \rangle$ интеграл перекрывания оболочечной волновой функции $|\nu_1 \ell_1^{n_1} [f_1] L_1 S_1 T_1, \nu_2 \ell_2^{m_2} [f_2] L_2 S_2 T_2 : LST\rangle$ начального ядра с оболочечной функцией $|\nu_1 \ell_1^{n_1-m_1} [f_1'] L' S' T'\rangle$ конечного ядра и функцией $|\nu_1 \ell_1^{m_1} [f_1''] L_1' S_1' T_1', \nu_2 \ell_2^{m_2} [f_2] L_2 : [f_0] L_0 S_0 T_0\rangle$ для $m = m_1 + m_2$ отделяемых нуклонов. Этот интеграл, учитывающий структуру начального и конечного ядер, обычно называется генеалогическим коэффициентом. $K_m(N, L_0)$ есть интеграл перекрывания волновой функции $|\nu_1 \ell_1^{m_1}, \nu_2 \ell_2^{m_2} : [f_0] L_0 S_0 T_0\rangle$ отделяемых нуклонов с волновой функцией $\psi_{N\lambda\phi}$ свободной ассоциации, образованной m нуклонами (более подробно см. в^{/4/}).

3. Результаты расчёта

$$A = 14$$

Для расчёта спектроскопических факторов применялись волновые функции Труэ^{/6/}, полученные связью невозбужденного остова¹² C с двумя нуклонами в состояниях $1p_{1/2}, 2s_{1/2}, 1d_{3/2}$ и $1d_{5/2}$. Вычисленный им спектр вполне удовлетворительно описывает низколежащие состояния в ^{14}N как положительной, так и отрицательной чётности. Волновая функция основного состояния ^{14}N дается в этой модели следующим выражением (базисные функции описываются в терминах LS - связи)

$$\begin{aligned}
 \psi^{(1)} = & 0,471 |(1p)^{10} [442]^{18} S\rangle - 0,847 |(1p)^{10} [442]^{18} D\rangle \\
 & + 0,064 |(1p)^8 (2s)^2 [442]^{18} S\rangle + 0,185 |(1p)^8 (1d)^2 [442]^{18} S\rangle \\
 & - 0,240 |(1p)^8 (1d)^2 [442]^{18} D\rangle - 0,101 |(1p)^8 (2s, 1d)^2 [442]^{18} D\rangle.
 \end{aligned}$$

Отметим, что волновая функция этого же состояния в модели с промежуточной связью для чистой $(1p)^{10}$ конфигурации есть^{/7/}

$$\begin{aligned}
 \psi^{(2)} = & -0,247 |(1p)^{10} [442]^{18} S\rangle + 0,950 |(1p)^{10} [442]^{18} D\rangle \\
 & - 0,259 |(1p)^{10} [433]^{11} P\rangle.
 \end{aligned}$$

С функциями Труэ рассчитаны приведенные альфа-ширины для низколежащих уровней ^{14}N относительно основного состояния ^{10}B . Для конечного ядра ^{10}B использовалась волновая функция в промежуточной связи с чистой $1s^4 1p^6$ конфигурацией ^{/7/}.

Некоторые рассчитанные спектроскопические факторы S_α даны в таблице 1. Спектроскопические факторы для трех состояний $0^-, 0$ при 3,31 Мэв, $2^-, 0$ при 4,83 Мэв и $3^-, 0$ при 5,60 Мэв являются наибольшими для сходных конфигураций. Они почти на порядок величины меньше наибольших спектроскопических факторов S_α для других ядер $1p$ -оболочки, в которых альфа-частица образуется только из $1p$ -нуклонов.

$$A = 15$$

Рассматривались следующие состояния:

1. Дырка в $1p$ -оболочке: $|(1p)^{-1} 2s^2 p, J^\pi = \frac{1}{2}^-, T = \frac{1}{2} \rangle$ и $|(1p)^{-1} 2s^2 p, J^\pi = \frac{3}{2}^-, T = \frac{1}{2} \rangle$. Это хорошо известные основное и третье возбужденное состояния в ^{15}N .

2. Возбужденные состояния положительной четности с конфигурацией $|(1p)^{-2} (2s 1d)^1 \rangle$, определяющие в основном энергетический спектр ^{15}N при низких энергиях. Спектроскопические факторы рассчитаны с волновыми функциями модели с промежуточной связью ^{/8/}.

3. Дополнительно рассматривались состояния типа $|(1p)^{-3} (2s 1d)^2 \rangle$ и $|(1p)^{-4} (2s, 1d)^3 \rangle$. Спектроскопические факторы рассчитывались с волновыми функциями с чистой LS -связью.

Для конечных ядер ^{12}C и ^{11}B использовались волновые функции с промежуточной связью и с чистой конфигурацией $|(1s)^4 (1p)^n$ ^{/7/}. Результаты приведены в таблице 2. Как и в случае ^{14}N , спектроскопические факторы в тех случаях, когда альфа-частица или тритон образуются из нуклонов различных конфигураций, гораздо меньше, чем в случаях, когда кластер образуется из нуклонов одной оболочки.

4. Обсуждение

Согласно формуле (1), спектроскопический фактор состоит из двух основных множителей: генеалогического коэффициента, связанного со структурой ядер, и интеграла перекрывания K_m волновой функции m отделяемых нуклонов с вол-

новой функцией ассоциации в свободном состоянии. Величина спектроскопического фактора определяется в основном генеалогическим коэффициентом. Например, для ассоциации, образованной из нуклонов $1p$ -оболочки, K_{π} зависит только от числа частиц, образующих ассоциацию, но не от L_0 . Поэтому относительные спектроскопические факторы отдельных уровней ядер $1p$ -оболочки даются относительными генеалогическими коэффициентами. Когда кластер образуется нуклонами более высоких или разных оболочек, K_{π} зависит от L_0 . Несмотря на это, основной величиной, определяющей спектроскопический фактор, по-прежнему остается генеалогический коэффициент. Например, для перехода

$$|(1s)^4(1p)^8(2s)^8\rangle \rightarrow |(1s)^4(1p)^8\rangle + |(2s)^8\rangle$$

$$K_{\pi}^2(6, L_0 = 6) = 0.03 \quad \text{в то время как для перехода}$$

$|(1s)^4(1p)^{10}(2s)^1\rangle \rightarrow |(1s)^4(1p)^8\rangle + |(1p)^2(2s)^1\rangle$ величина K_{π} больше: $K_{\pi}^2(4, L_0 = 0) = 0.25$, $K_{\pi}^2(4, L_0 = 2) = 0.17$. Но генеалогический коэффициент, а вместе с ним и спектроскопический фактор, как и следовало ожидать, больше для перехода $|(1s)^4(1p)^6(2s)^2\rangle \rightarrow |(1s)^4(1p)^6\rangle + |(2s)^2\rangle$, чем для перехода $|(1s)^4(1p)^{10}(2s)^1\rangle \rightarrow |(1s)^4(1p)^8\rangle + |(1p)^2(2s)^1\rangle$.

Вывод о том, что величиной, определяющей спектроскопический фактор уровня, является генеалогический коэффициент, не зависит от количества нуклонов, из которых состоит кластер. Он справедлив в частности и для того случая, когда "кластер" состоит только из одного нуклона. Различие спектроскопических факторов для нуклонов и для кластеров не только в том, что в спектроскопический фактор для кластеров дополнительно входит интеграл перекрытия K_{π} . Отличие прежде всего в том, что в спектроскопический фактор для нуклонов входит одночастичный генеалогический коэффициент (интеграл перекрытия волновых функций ядер A и $A-1$), а в спектроскопический фактор для кластеров — многочастичный генеалогический коэффициент (интеграл перекрытия волновых функций ядер A и $A-m$).

Факторы K_{π} имеют характерную зависимость от L_0 — орбитального момента кластера относительно ядра-остатка: как правило, K_{π} максимально для максимальных L_0 . Это приводит к зависимости спектроскопических факторов от L_0 : S для одних и тех же начальных и конечных конфигураций является обычно наибольшим для максимальных L_0 (см. таблицу 3).

Полученный здесь вывод о малости спектроскопических факторов для случаев, когда кластер образуется из нуклонов разных оболочек, не является слу-

чайным. Генеалогические коэффициенты и, следовательно, спектроскопические факторы, как правило, наибольшие, если кластер состоит из нуклонов одного сорта. В частности, спектроскопические факторы S_m для переходов типа

$$|(1p)^n (\ell)^m \rightarrow |(1p)^n \rangle + |(\ell)^m \rangle;$$

как правило, сравнимы со спектроскопическими факторами для переходов

$$|(1p)^n \rangle \rightarrow |(1p)^{n-m} \rangle + |(1p)^m \rangle,$$

в то время как спектроскопические факторы для переходов

$$|(1p)^n (\ell)^{m-a} \rangle \rightarrow |(1p)^{n-a} \rangle + |(1p)^a (\ell)^{m-a} \rangle$$

в общем меньше. Это дает возможность исследовать экспериментально примеси разных конфигураций, в особенности в уровнях, имеющих дырочный характер.

5. Некоторые выводы о реакциях со сложными ядрами

Согласно экспериментальным данным, в реакциях с ионами лития в энергетической области вблизи кулоновского барьера существует конкуренция между прямым механизмом и механизмом составного ядра^{/9,10/}. Соотношение между ними, по-видимому, зависит от Q -величины реакции и абсолютных значений соответствующих кластерных приведенных ширин.

В абсолютную величину приведенной кластерной ширины $\theta_m^2 = \theta_0^2 S_m$ входит θ_0^2 - величина, содержащая много неопределенностей. Если предположить, что θ_0^2 изменяется мало от ядра к ядру, то можно ожидать, что в реакциях $A(^6\text{Li}, d)B$ и $A(^7\text{Li}, t)B$ вклад прямых процессов будет тем больше, чем больше будут спектроскопические факторы S_α для $B \rightarrow A$ осн. сост. $+ \alpha$.

Представляет интерес сравнение спектроскопических факторов S_α для $^{10}\text{B} \rightarrow ^6\text{Li} + \alpha$, $^{11}\text{B} \rightarrow ^7\text{Li} + \alpha$ с одной стороны, и $^{14}\text{N} \rightarrow ^{10}\text{B} + \alpha$, $^{15}\text{N} \rightarrow ^{11}\text{B} + \alpha$ - с другой. Низколежащие уровни ^{10}B и ^{11}B в основном являются уровнями чистой конфигурации $(1s)^4(1p)^6$ или $(1s)^4(1p)^7$, соответственно, в то время как низколежащие уровни ^{14}N и ^{15}N имеют более сложный частично-дырочный характер. Сравнение показывает, что спектроскопические факторы S_α для низколежащих уровней ^{10}B и ^{11}B в общем больше спектроскопических факторов для низколежащих уровней ^{14}N и ^{15}N .

Анализ экспериментальных данных приводит к выводу, что в реакциях $^6\text{Li}(^6\text{Li}, d)^{10}\text{B}$, $^6\text{Li}(^7\text{Li}, t)^{10}\text{B}$, в которых в основном преобладают прямые процессы^{/9/}, спектроскопические факторы для альфа-частиц боль-

шие. В реакциях же (${}^6\text{Li}, d$) и (${}^7\text{Li}, p$) на ${}^{10}\text{B}$ и ${}^{11}\text{B}$ относительные вероятности возбуждения низколежащих уровней близки к статистическим, что указывает на большой вклад компаунд-процессов ^{10}B . Это соответствует теоретическому результату малости альфа-ширин для низколежащих уровней ${}^{14}\text{N}$ и ${}^{15}\text{N}$.

Отметим, что вклад компаунд-механизма может быть различным для соседних уровней одного ядра. Так, в реакциях (${}^6\text{Li}, d$) и (${}^7\text{Li}, t$) на ${}^7\text{Li}^2$ состояние 10 и, имеющее малую приведенную альфа-ширину ($S_\alpha = 1,5 \cdot 10^{-3}$), возбуждается относительно сильно. Очевидно, что в этом случае немалую роль играет образование составного ядра.

Л и т е р а т у р а

1. В.В.Бадашов, В.Г.Неуважин, Ю.Ф.Смирнов, Н.П.Юдин, ЯЭФФ 31, (1959) 1387.
2. Yu.F.Smirnov, D.Czlebowska, Nuclear Physics 26 (1961)306
3. V.V.Balashov, A.N.Boyarkina, I.Rotten, Nuclear Physics 59, 417 (1964).
4. L.Rosen, Fortschritte der Physik (to appear).
5. V.G.Nedel'tchev, Yu.F.Smirnov, Atomic Energy Review 3, 157 (1965).
6. W.W.True, Phys. Rev., 136, 1530 (1963).
7. А.Савирикина, Известия АН СССР 23, (1964) 387.
8. М.А.Жусупов, В.В.Каралетян, Р.А.Эрамжан, Препринт ОИЯИ Р4-3178, Дубна 1967.
9. K.G.Kibler, Phys. Rev., 152, 932 (1966), 155, 1110 (1967).
10. R.L.McGrath, Phys. Rev., 145, 802 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел

16 января 1968 года.

Т а б л и ц а I

Спектроскопические факторы s_a для $^{14}\text{N} \rightarrow ^{10}\text{B} + \alpha$

Уровни ядра ^{14}N J^π	$E/\text{Мэв}/\text{экс}$	$E/\text{Мэв}/\text{теор}$	Конфигурация отделяемых нуклонов	s_a вычисленный с волновыми функциями /6/	s_a вычисленный с волновыми функциями /7/
$I^+, 0$	0	0	$1p^4$	0,646	0,683
$I^+, 0$	3,95	4,0	$1p^4$		0,311
$0^-, 0$	4,91	3,3	$1p^3 2s$	0,226	
$2^-, 0$	5,10	4,8	$1p^3 1d$	0,194	
$I^-, 0$	5,69	4,9	$1p^3 2s$	0,039	
$3^-, 0$	5,83	5,6	$1p^3 1d$	0,158	
$I^+, 0$	6,23	6,3	$1p^2 2s^2$	0,016	

Т а б л и ц а 2

Спектроскопические факторы для $^{15}\text{N} \rightarrow ^{12}\text{C} + t$, $^{15}\text{N} \rightarrow ^{11}\text{B} + \alpha$

J^π	Уровни ядра T	^{15}N $E/\text{Мэв}/$ экс	$E/\text{Мэв}/$ теор	Конфигурация отделяемых нуклонов ($n=3$ или $n=4$) S_t	S_a	
$1/2^-$,	$1/2$	0	0	$(1p)^n$	$1,6 \cdot 10^{-1}$	$4,1 \cdot 10^{-1}$
$3/2^-$,	$1/2$	6,33		$(1p)^n$	$1,0 \cdot 10^{-1}$	$9,0 \cdot 10^{-2}$
$7/2^+$,	$1/2$	7,57	5,9	$(1p)^{n-1} (1d)^1$		$3,7 \cdot 10^{-3}$
$1/2^+$,	$1/2$	8,31	9,3	$(1p)^{n-1} (2s)^1$	$7,10^{-4}$	$9 \cdot 10^{-3}$
$7/2^+$,	$1/2$	9,83	10,9	$(1p)^{n-1} (1d)^1$		$5,3 \cdot 10^{-2}$
$1/2^+$,	$1/2$			$(2s)^3$	$1,2 \cdot 10^{-1}$	
$11/2^+$	$1/2$			$(1d)^3$	$4,7 \cdot 10^{-1}$	
$13/2^+$	$1/2$					

Т а б л и ц а 3

Зависимость спектроскопического фактора для

$$|(1s)^4 (1p)^8 (1d)^8 \rangle \rightarrow |(1s)^4 (1p)^8 \rangle + |(1d)^8 \rangle$$

от момента количества движения

L_0	K_t	S_t
0	0,121	0,056
2	0,182	0,126
4	0,182	0,126
6	0,352	0,471