

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

1846/82

19/4-82

P4-82-85

В.В.Пальчик, Н.И.Пятов, С.А.Фаянс

ЯДЕРНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ
С ВЫСОКОЙ МУЛЬТИПОЛЬНОСТЬЮ
В КОНТИНУУМЕ

Направлено в журнал "Zeitschrift für Physik A -
Atoms and Nuclei"

1982

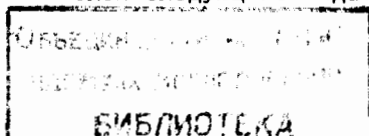
1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы при исследовании реакций типа $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ в энергетических спектрах некоторых фрагментов были обнаружены специфические структуры /1,2/, соответствующие ядерным возбуждениям в области от 25 до 100 МэВ. Высказывались предположения, что эти структуры могут быть связаны с гигантскими резонансами высокой мультипольности. В связи с этим в недавней работе /3/ в модели независимых частиц были изучены силовые функции частично-дырочных переходов, возбуждаемых в сплошном спектре внешними полями типа $\gamma^L Y_{L0}$. Численные расчеты, проведенные для конечных потенциалов Вудса-Саксона и Хартри-Фока, показали, что сила переходов высокой мультипольности ($L > A^{1/3}$) концентрируется при сравнительно низких энергиях возбуждения, а соответствующие им энергетически взвешенные правила сумм практически исчерпываются до энергий < 50 МэВ. В результате в работе /3/ сделан вывод, что наблюдаемые в столкновении тяжелых ионов высокоэнергетические структуры не могут быть связаны с частично-дырочными переходами высокой мультипольности - по крайней мере при описании в методе случайной фазы.

Однако следует отметить, что этот вывод справедлив только для электрических полей типа $\gamma^L Y_{LM}$, отвечающих нулевому переданному импульсу. При больших L эти поля действуют в основном на далекую от поверхности ядра часть распределения плотности, так что доминирующую роль в этом случае играет переход с последнего заполненного одночастичного уровня. В то же время при столкновении тяжелых ионов можно ожидать появления полей высокой мультипольности, которые эффективно воздействуют не только на этот далекий хвост распределения плотности, но и на поверхностную и внутреннюю область ядра, и тогда в игру вступают практически все частично-дырочные переходы. Поэтому возникает необходимость исследовать отклик ядра на такие внешние поля, которые хорошо перекрываются с колебаниями поверхностного и объемного типа. Согласно работе /4/ следует ожидать существенного изменения распределения силы переходов в зависимости от вида внешнего поля.

2. СИЛОВЫЕ ФУНКЦИИ

В данной работе исследуются распределения силы частично-дырочных переходов для внешних полей следующего вида:



$$V_{LM}^{\circ}(\vec{r}) = V_L^{\circ}(r) Y_{LM}$$

$$V_L^{\circ}(r) = \begin{cases} [(2L+1)!! / q^L] j_L(qr), & /1/ \\ \partial U / \partial r, & /2/ \end{cases}$$

где $j_L(qr)$ - сферическая функция Бесселя, q - передаваемый частично-дырочной паре импульс и U - самосогласованное поле. Поля /1/ характерны для электромагнитных процессов, в то время как поле /2/ преимущественно возбуждает поверхностные колебания ядер.

В оболочечной модели невзаимодействующих частиц распределение силы частично-дырочных переходов можно характеризовать силовой функцией

$$S_L(\omega) = -\frac{2L+1}{\pi} \text{Im} \int V_L^{\circ}(r_1) A_L(r_1, r_2; \omega) V_L^{\circ}(r_2) r_1^2 r_2^2 dr_1 dr_2, \quad /3/$$

где A_L - мультипольная компонента частично-дырочного пропагатора, ω - энергия возбуждения. Для переходов в сплошной спектр, используя сепарабельность мнимой части одночастичной функции Грина, можно получить /5/:

$$S_L(\omega) = \sum_{n\ell j} k_{n\ell j} | \langle (\ell - \frac{1}{2}) j || Y_L || (\ell' - \frac{1}{2}) j' \rangle \int_0^{\infty} R_{n\ell j}(r) V_L^{\circ}(r) R_{\ell' j'}(r) r^2 dr |^2, \quad /4/$$

где $k_{n\ell j}$ - факторы заполнения одночастичных уровней и $R_{\ell' j'}$ - радиальные волновые функции в сплошном спектре с энергией $E = \epsilon_{n\ell j} + \omega$, нормированные на $\delta(E - E')$.

Прежде чем переходить к обсуждению результатов численных расчетов, проведем качественные оценки распределений $S_L(\omega)$. Их можно получить, анализируя радиальные матричные элементы в /4/. В случае полей $r^L Y_{LM}$ при $L \gg A^{1/3}$ основной вклад в $S_L(\omega)$ дает матричный элемент перехода с последнего заполненного уровня в состояние сплошного спектра, который характеризуется интегралом $\int_0^{\infty} e^{-\kappa r} r^L j_L(kr) dr$, где $\kappa = \sqrt{2m\omega_s}$, $k = \sqrt{2m(\omega - \omega_s)}$, ω_s - энергия сепарации нуклона, m - масса нуклона. Прямое вычисление этого интеграла приводит к следующей оценке для силовой функции:

$$S_L(\omega) \propto (\omega - \omega_s)^L / \omega^{2L}. \quad /5/$$

Отсюда вытекает, что для $L \gg A^{1/3}$ силовые функции локализуются вблизи одной и той же энергии $\omega_{\max} = 2\omega_s$, причем с ростом L ширина распределения силы переходов уменьшается:

$$\Gamma_L \approx 4\omega_s \sqrt{\ln 2/L}. \quad /6/$$

Таким образом, подтверждается вывод работы /3/, что в случае полей $r^L Y_{LM}$ при больших L функция возбуждения ядра характеризуется одним максимумом при сравнительно низкой энергии возбуждения $\approx 2\omega_s$.

Для поверхностных полей $\frac{\partial U}{\partial r} Y_{LM}$ ситуация совершенно иная.

В этом случае при $L \gg A^{1/3}$ матричные элементы определяются перекрытием одночастичных волновых функций $R_{n\ell j}$ со сферическими функциями Бесселя $j_L(kr)$ на поверхности ядра. Поскольку значения $|R_{n\ell j}|$ связанных состояний на поверхности ядра не очень сильно меняются от состояния к состоянию, то максимум в распределении $S_L(\omega)$ будет примерно в том месте, где находится максимум $j_L(kR_0) / R_0$ - радиус ядра/. Используя асимптотические выражения для узлов бесселевых функций, получаем, что такая ситуация соответствует энергии возбуждения, быстро растущей с L :

$$\omega_{\max}(L) \approx \epsilon_F \left(\frac{8}{9\pi}\right)^{2/3} \left(\frac{L}{A^{1/3}}\right)^2, \quad /7/$$

где ϵ_F - энергия Ферми. При этом ширина распределения также растет существенно с ростом L :

$$\Gamma_L \approx 4\epsilon_F \left(\frac{8}{9\pi}\right)^{2/3} \left(\frac{L^2}{A}\right)^{2/3}. \quad /8/$$

Мы приходим к выводу, что структура в функции возбуждения ядра для полей поверхностного типа сглаживается по мере увеличения L и вряд ли она может проявляться при больших L . По-видимому, ее можно заметить лишь при не слишком больших энергиях возбуждения ($\omega \lesssim 2\epsilon_F$), если в реакции передаются умеренные значения L /скажем, $L \lesssim 2A^{1/3}$.

Выполняя аналогичные оценки для полей /1/ при $q \neq 0$, можно показать, что при малых q качественно сохраняется форма распределения /5/, однако энергия максимума медленно растет с ростом q . Существенных изменений в форме $S_L(\omega)$ можно ожидать только при значениях $q \gtrsim r_F(L/A^{1/3})$ когда внешнее поле на поверхности ядра становится малым.

3. РАСЧЕТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Численные расчеты $S_L(\omega)$ для ^{40}Ca были проведены с использованием потенциала Вудса-Саксона с параметрами /6/: $V_0 = -53,3$ МэВ, $R_0 = 1,24A^{1/3}$ фм, $a = 0,63$ фм. Включался также спин-орбитальный потенциал с параметром $\kappa_{sl} = 0,263$ фм², что приводит к энергии последнего заполненного нейтронного уровня $\omega_s = 15,8$ МэВ. При вычислении силовых функций /3/ использо-

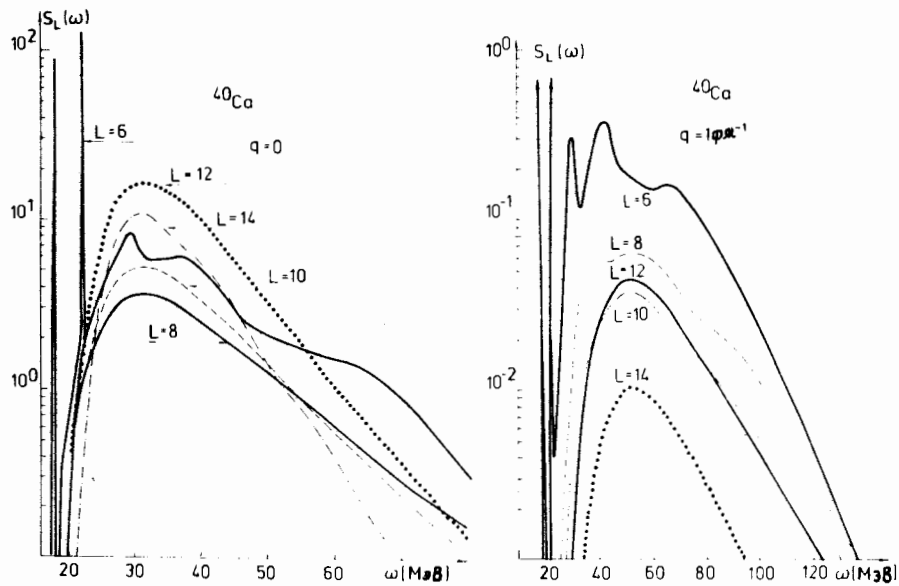


Рис.1. Распределение силы частично-дырочных переходов в ^{40}Ca , возбуждаемых полями $[(2L+1)!!/q] j_L(qr) Y_{LM}$ при $q=0$ /слева/ и $q=1,0 \text{ Фм}^{-1}$ /справа/ для различных мультипольностей. Единицы измерения: $\text{Фм}^{2L}/\text{МэВ}$ с умножением на фактор $10^7/L=6/$, $10^{11}/L=8/$, $10^{15}/L=10/$, $10^{19}/L=12/$ и $10^{24}/L=14/$.

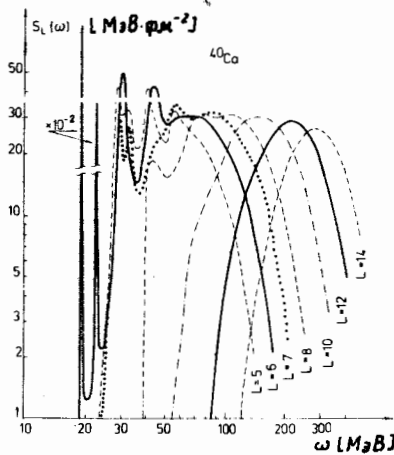


Рис.2. Распределение силы частично-дырочных переходов в ^{40}Ca , возбуждаемых полями $\frac{\partial U}{\partial r} Y_{LM}(\vec{n})$ для различных мультипольностей.

вался метод вычисления пропагатора A_L в координатном представлении с точным учетом одночастичного континуума /5/. Это позволяет получить непрерывные распределения $S_L(\omega)$ выше порога сепарации нуклона за счет учета возможности вылета нуклонов в сплошной спектр.

Для не слишком больших значений L в низкоэнергетической части $S_L(\omega)$ могут появляться узкие резонансы, связанные с час-

тично-дырочными переходами на квазистационарные состояния. Как видно из рис.1 и 2, такие резонансы имеются только для $L \leq 6$. Некоторая gross-структура проявляется и при $L=8$ в случае полей /2/.

В случае полей /1/ при $q=0$, как видно из рис.1, распределения $S_L(\omega)$ имеют максимум вблизи $\omega_{\text{max}} \approx 2\omega_s \approx 32 \text{ МэВ}$ для всех рассмотренных мультипольностей, причем с ростом L распределения сужаются в соответствии с качественными оценками /5/ и /6/. С ростом q энергия максимума растет, достигая при $q = 1 \text{ Фм}^{-1}$ значения $\omega_{\text{max}} \approx 50 \text{ МэВ}$, однако форма $S_L(\omega)$ существенно не меняется.

Для полей /2/ ситуация становится совершенно иной /рис.2/. Сила частично-дырочных переходов распределяется по значительно более широкому интервалу энергий, чем для полей /1/. С ростом L распределения быстро смещаются в область высоких энергий с одновременным увеличением их ширины. Такое поведение хорошо согласуется с качественными оценками /7/ и /8/. Помимо двух специфических узких резонансов для $L=6$ при энергии $\approx 20 \text{ МэВ}$ появляются некоторые структуры для $L=5, 6$ и 7 вблизи 30 и 40 МэВ . При $\omega \geq 50 \text{ МэВ}$ распределения становятся гладкими.

Количественные оценки энергий центра тяжести частично-дырочных переходов мультипольности L в различных полях можно получить с помощью правил сумм /3,7/:

$$\bar{\omega}_L = \mathbb{M}_1^L / \mathbb{M}_0^L = \sum_f \omega_f | \langle f || V_L^0 || 0 \rangle |^2 / \sum_f | \langle f || V_L^0 || 0 \rangle |^2 \quad /9/$$

В рассматриваемой модели

$$\begin{aligned} \bar{\omega}_L &= \int_0^\infty \omega S_L(\omega) d\omega / \int_0^\infty S_L(\omega) d\omega = & /10/ \\ &= \frac{1}{2m} \int \rho(r) \left[\left(\frac{dV_L^0}{dr} \right)^2 + L(L+1) \left(\frac{V_L^0}{r} \right)^2 \right] r^2 dr / \int \rho(r) (V_L^0(r))^2 r^2 dr, \end{aligned}$$

где $\rho(r)$ - оболочечная плотность. Это выражение справедливо для достаточно больших L , когда отсутствует вклад в \mathbb{M}_L^0 матричных элементов между заполненными одночастичными состояниями /в случае ^{40}Ca для $L \geq 5$ /. Результаты численных расчетов $\bar{\omega}_L$ для полей /1/ и /2/ с $L=5-14$ приведены в таблице. Там же показана доля энергетически взвешенного правила сумм /ЭВПС/, приходящаяся на интервал энергий возбуждения $0-80 \text{ МэВ}$ для полей

$r^L Y_{LM}$ и на интервал $0-240 \text{ МэВ}$ для полей $\frac{\partial U}{\partial r} Y_{LM}$. Эта таблица служит дополнительным подтверждением выводов, полученных на основе проведенного выше рассмотрения.

Таблица

Некоторые характеристики распределения силы частично-дырочных переходов в ^{40}Ca для различных мультипольностей

L	$V_L^0(r) = [(2L+1)!! / q^L] j_j(qr)$					$V_L^0(r) = \partial U / \partial r$	
	q	$\bar{\omega}_L / \text{МэВ}^{-1}$			0-80 МэВ, % ЭВПС	$\bar{\omega}_L / \text{МэВ}^{-1}$	0-240 МэВ, % ЭВПС
		0,6 Φ_M^{-1}	1,0 Φ_M^{-1}	1,5 Φ_M^{-1}			
5	36,5	36,9	43,8	54,0	96	56	98
6	39,8	45,0	51,8	63,1	94	74	99,7
7	40,9	48,0	57,6	71,7	95	96	99
8	40,6	49,0	61,2	78,9	95	120	92
9	39,6	48,7	62,8	84,3	96	147	87
10	38,5	47,8	62,9	87,6	97	177	72
12	36,9	45,8	61,4	89,6	99	248	41
14	36,0	44,4	59,6	88,5	99	330	16

Что касается роли эффективного взаимодействия между квази-частицами, то мы не ожидаем, что его включение существенно изменит полученные распределения $S_L(\omega)$, поскольку при $L \geq A^{1/3}$ это не вызывает сильных коллективных эффектов, а лишь приводит к небольшому сдвигу распределений в сторону меньших энергий благодаря притягивательному характеру сил в изоскалярном канале. Учет связи с более сложными конфигурациями /типа 2 частицы - 2 дырки и т.п./ может дать дополнительное уширение силовых функций, однако масштаб этого уширения не настолько велик, чтобы изменить качественный характер распределений $S_L(\omega)$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные результаты позволяют сделать вывод, что характер распределения силы частично-дырочных переходов в сплошном спектре при высоких мультипольностях для реалистических потенциалов среднего поля существенно зависит от вида внешнего поля. Так, в полях поверхностного типа с большой мультипольностью L частично-дырочные степени свободы проявляются при довольно высоких энергиях, но не в виде каких-либо резонансов, а в виде широких бесструктурных распределений. Структуры в $S_L(\omega)$ для рассмотренных полей проявляются лишь при $\omega \leq 2\epsilon_F$ для умеренных значений $L < 2A^{1/3}$. Эти структуры качественно можно сопоставить низкоэнергетическим структурам при 25 и 45 МэВ, обнаруженным /1,2/ в реакции $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$, однако это сопоставление правомерно лишь в том случае, если поля, возникающие при столкновении ядер, не слишком сильно отличаются от рассмотренных здесь. Что касается структур при энергиях возбуждения 65 и 90 МэВ, наблюдаемых в этом эксперименте, то они вряд ли могут быть ассоциированы с частично-дырочными переходами, хотя последние и могут давать заметный вклад в сечение /в случае полей поверхностного типа/.

Мы благодарны Ф.А.Гарееву, Е.Бангу, С.Т.Беляеву и С.В.Толконникову за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Frascaria N. et al. Z.Phys., 1980, A294, p.167.
2. Roynette J.C. et al. Z.Phys., 1981, A299, p.73.
3. Nguyen Van Giai. Phys.Lett., 1981, 105B, p.11.
4. Гареев Ф.А., Ершов С.Н., Фаянс С.А. ЯФ, 1981, 34, с.648.
5. Борзов И.Н., Фаянс С.А. Препринт ФЭИ-1129, Обнинск, 1981.
6. Чепурнов В.А. ЯФ, 1967, 6, с.955.
7. Bohr A., Mottelson B.R. Nuclear Structure. Benjamin, N.Y., 1974, vol.11.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 февраля 1982 года.

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Пальчик В.В., Пятов Н.И., Фаянс С.А. P4-82-85
Ядерные возбуждения с высокой мультипольностью в континууме

В модели невзаимодействующих частиц, находящихся в потенциале Вудса-Саксона, рассмотрены распределения силы изоскалярных частично-дырочных переходов, возбуждаемых полями с различной радиальной зависимостью и с высокой мультипольностью. Показано, что для мультипольных операторов $j_L(qr) Y_{LM} / L \geq A^{1/3}$, $q \leq 1 \text{ Фм}^{-1}$ / эти распределения имеют максимум при одной и той же сравнительно низкой энергии возбуждения и их ширины пропорциональны $L^{-1/2}$. Для полей поверхностного типа $(\partial U / \partial r) Y_{LM}$ средняя энергия возбуждения пропорциональна L^2 , а распределения становятся широкими /ширина растет, как $L^{4/3}$ /. Сделан вывод, что частично-дырочные возбуждения могут приводить к структурам в функции возбуждения ядра до энергий порядка $2\epsilon_F$.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Palichik V.V., Pyatov N.I., Fayans S.A. P4-82-85
High Multipolarity Nuclear Excitations in Continuum

The strength distributions of particle-hole isoscalar transitions with high multipolarities are considered in the framework of the independent particle model using the Woods-Saxon potential. It is shown that for the multipole operators $j_L(qr) Y_{LM}$ with $L \gg A^{1/3}$ and $q \leq p_F$ the distributions are peaked at the relatively low energy for all L , and their widths decrease as $L^{-1/2}$. In contrast to that, for the surface external fields $(\partial U / \partial r) Y_{LM}$ the centroid excitation energy is proportional to L^2 and the distribution widths increase as $L^{4/3}$. The conclusion is drawn that the p-h excitations might be responsible for the structures in the excitation function observed in heavy ion collisions in the energy region up to $\approx 2\epsilon_F$.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод авторов.