

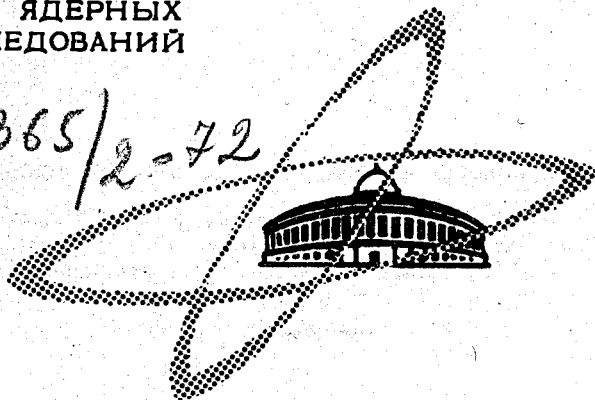
ЭФ, 1972, т. 16, том. 6, с. 1209-1217
12/11-72

А-139
ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

2365/2-72

P4 - 6443



С.К.Абдулвагабова , С.П.Иванова, Н.И.Пятов

ВОЗБУЖДЕНИЕ 0^+ -СОСТОЯНИЙ В РЕАКЦИЯХ
ПЕРЕДАЧИ ДВУХ НУКЛОНОВ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1972

P4 - 6443

С.К.Абдулвагабова*, С.П.Иванова, Н.И.Пятов

ВОЗБУЖДЕНИЕ 0^+ -СОСТОЯНИЙ В РЕАКЦИЯХ
ПЕРЕДАЧИ ДВУХ НУКЛОНОВ

Направлено в ЯФ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

* Азербайджанский государственный университет

Введение

Реакции передачи двух нуклонов стали важным инструментом исследования структуры 0^+ - состояний в четно-четных атомных ядрах. В частности, с помощью реакций (t, p) и (p, t) обнаружено много новых 0^+ -возбуждений в деформированных ядрах (см., например, /1-5/). Сечения возбуждения этих состояний проявляют ряд характерных особенностей. В ядрах Nd , Sm и Gd переходной области низколежащие 0^+ -уровни возбуждаются так же сильно, как и основное состояние /1,2/. Относительные сечения возбуждения 0^+ -уровней в ядрах $^{154-158}Gd$ и ядрах актинидной области меньше, однако имеют регулярный характер ($\approx 15\%$ сечения возбуждения основного состояния) /4,5/. Исследования ряда изотопов Yb , W и Pt не обнаружили аналогичной регулярности /3,4/.

Теоретические исследования связи структуры 0^+ -состояний с вероятностью возбуждения их в реакциях двухнуклонных передач проводились в ряде работ. Было показано, что в простой модели с парными корреляциями сечение возбуждений 0^+ -состояний (парных вибраций) сильно зависит от поведения плотности одночастичных уровней вблизи

поверхности Ферми /6,7/ и, следовательно, не может быть регулярным для целых областей ядер. Кроме того, теория предсказывает появление парных вибраций при энергиях $\omega \geq 2\Delta$ (где 2Δ – энергетическая щель), а 0^+ -возбуждения в изотопах Nd , Sm , Gd и в актинидов, очевидно, лежат значительно ниже щели.

Недавно в работе /8/ была предложена модификация парного взаимодействия, которая приводит к существенному изменению свойств парных вибраций. Численные расчеты /9/ показали возможность объяснить в рамках этой модели поведение сечений (ρ , ϵ) – реакций в области актинидов, однако, ценой использования ряда дополнительных параметров. В рамках этой модели трудно понять коллективный характер низколежащих возбуждений в изотопах Nd , Sm , Gd , Th .

Качественное исследование ядерного матричного элемента (спектроскопического фактора) для реакций двухнуклонных передач проводилось в модели с парными и квадрупольными силами Беляевым и Румянцевым /10/ и в недавней работе авторов /11/. В частности, показана сильная зависимость спектроскопического фактора для низколежащих 0^+ -возбуждений ($\omega \ll 2\Delta$) от характера распределения одночастичных квадрупольных моментов вблизи поверхности Ферми. Оказалось, что если в окрестности поверхности Ферми одночастичные квадрупольные моменты одного знака, то можно ожидать значительного увеличения спектроскопических факторов. В отличие от парных вибраций такая "выстроенность" квадрупольных моментов усиливает спектроскопические факторы в целой области ядер.

Цель настоящей работы – исследовать возможность описания свойств 0^+ -состояний ядер актинидов в рамках существующей модели с парными, квадрупольными и спин-квадрупольными силами.

Формализм модели

Модельный гамильтониан ядра с учетом парных, квадрупольных и спин-квадрупольных взаимодействий имеет вид /12/

$$H = H_{sp} + H_{pair} + H_q + H_t, \quad (1a)$$

$$H_{sp} = \sum_{\nu} (\epsilon_{\nu} - \lambda)(a_{\nu}^+ a_{\nu} + a_{\bar{\nu}}^+ a_{\bar{\nu}}) \quad (1a)$$

$$H_{pair} = -G \Gamma^+ \Gamma, \quad \Gamma = \sum_{\nu > 0} a_{\nu} a_{\bar{\nu}}, \quad (16)$$

$$H_q = -\frac{\kappa_q}{2} T_q^+ T_q \quad (1b)$$

$$T_q = \sum_{\nu\nu'} \langle \nu | r^2 Y_{20} | \nu' \rangle a_{\nu}^+ a_{\nu'}$$

$$H_t = -\frac{\kappa_t}{2} T_t^+ T_t, \quad (1r)$$

$$T_t = \sum_{\nu\nu'} \langle \nu | r^2 P_{20} | \nu' \rangle a_{\nu}^+ a_{\nu'}$$

Здесь ϵ_{ν} - одночастичные энергии, λ - химпотенциал системы, a_{ν}^+ и a_{ν} - операторы рождения и уничтожения частицы в состоянии $|\nu\rangle$ соответственно ($|\bar{\nu}\rangle$ сопряженное по времени состояние). Константы связи квадрупольного, спин-квадрупольного и парного взаимодействий обозначены через κ_q , κ_t и G , соответственно. Тензорный оператор $P_{2\mu}$ определен в /12/.

Кратко изложим схему решения задачи, следуя методу Маршаллека и Венезера /13/, который позволяет в явном виде выделить "духовое" 0^+ -состояние, появление которого вызвано неточным сохранением числа частиц в системе. Приведем в квазибозонном приближении гамильтониан (1) к форме

$$H = \text{const} + \frac{1}{2} \sum_{\mu} \{ \mathcal{P}_{\mu}^2 + \omega_{\mu}^2 \mathcal{Q}_{\mu}^2 \}, \quad (2)$$

в которой эрмитовы операторы \mathcal{P}_{μ} и \mathcal{Q}_{μ} удовлетворяют коммутационным соотношениям

$$[\mathcal{Q}_{\mu}, \mathcal{P}_{\lambda}] = i \delta_{\lambda\mu}, \quad [\mathcal{P}_{\mu}, \mathcal{P}_{\lambda}] = [\mathcal{Q}_{\mu}, \mathcal{Q}_{\lambda}] = 0. \quad (3)$$

Частоты коллективных 0^{+} -возбуждений ω_{μ} находятся из следующих уравнений движения

$$[H, \mathcal{P}_{\mu}] = i \omega_{\mu}^2 \mathcal{Q}_{\mu}, \quad (4)$$

$$[H, \mathcal{Q}_{\mu}] = -i \mathcal{P}_{\mu}.$$

В нашем случае операторы \mathcal{P}_{μ} и \mathcal{Q}_{μ} могут быть выражены через квазибозонные двухквaziчастичные операторы.

$$\mathcal{P}_{\mu} = \frac{1}{2} \sum_{\nu\nu'} \psi_{\nu\nu'}^{\mu} (A_{\nu\nu'}^{+} + A_{\nu\nu'}), \quad (5)$$

$$\mathcal{Q}_{\mu} = -\frac{i}{2} \sum_{\nu\nu'} \phi_{\nu\nu'}^{\mu} (A_{\nu\nu'}^{+} - A_{\nu\nu'}), \quad (5a)$$

$$A_{\nu\nu'} \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} (a_{\nu} a_{\nu'} - a_{\nu'} a_{\nu}),$$

где a_{ν} - операторы квазичастиц, введенные с помощью (u, v) - преобразования Боголюбова, а ψ и ϕ - амплитуды смешивания. Имея в виду (5), получим из (4) секулярное уравнение для ω_k

$$\omega_k^2 \{ [1 - \kappa_q F(\omega_k)] [1 - \kappa_t S(\omega_k)] - \kappa_q \kappa_t X^2(\omega_k) \} = 0, \quad (6)$$

в котором явно выделено "духовое" решение с $\omega_k \equiv \omega_0 = 0$. Функции $F(\omega)$, $S(\omega)$ и $X(\omega)$ определены следующим образом:

$$F(\omega) = 2 \sum_{\nu \neq \nu'} \frac{E_{\nu\nu'} q_{\nu\nu'}^2 U_{\nu\nu'}}{E_{\nu\nu'}^2 - \omega^2} + 4\Delta^2 \sum_{\nu} \frac{q_{\nu\nu}}{E_{\nu}(4E_{\nu}^2 - \omega^2)} \left[q_{\nu\nu} - \frac{\Gamma_{\nu}(\omega)}{\gamma(\omega)} \right],$$

$$\Gamma(\omega) \equiv \frac{a(\omega)}{b(\omega)} \gamma(\omega) - \frac{4\eta(\omega)}{b(\omega)} [(\epsilon_{\nu} - \lambda) b(\omega) - d(\omega)], \quad (7a)$$

$$\eta(\omega) \equiv 4[(c(\omega) b(\omega) - a(\omega) d(\omega))], \quad (7b)$$

$$\gamma(\omega) \equiv 4(4\Delta^2 - \omega^2) b^2(\omega) + 16 d^2(\omega), \quad (7b)$$

$$a(\omega) \equiv \sum_{\nu} \frac{q_{\nu\nu}}{2E_{\nu}(4E_{\nu}^2 - \omega^2)}; \quad b(\omega) \equiv \sum_{\nu} \frac{1}{2E_{\nu}(4E_{\nu}^2 - \omega^2)}, \quad (7r)$$

$$c(\omega) \equiv \sum_{\nu} \frac{q_{\nu\nu} (\epsilon_{\nu} - \lambda)}{2E_{\nu}(4E_{\nu}^2 - \omega^2)}; \quad d(\omega) \equiv \sum_{\nu} \frac{\epsilon_{\nu} - \lambda}{2E_{\nu}(4E_{\nu}^2 - \omega^2)},$$

$$S(\omega) = 2 \sum_{\nu\nu'} \frac{E_{\nu\nu'} L_{\nu\nu'}^2 t_{\nu\nu'}}{E_{\nu\nu'}^2 - \omega^2}, \quad (8)$$

$$X(\omega) = 2 \sum_{\nu\nu'} \frac{\omega L_{\nu\nu'} U_{\nu\nu'} t_{\nu\nu'} q_{\nu\nu'}}{E_{\nu\nu'}^2 - \omega^2}. \quad (9)$$

Здесь $q_{\nu\nu'}$ и $t_{\nu\nu'}$ — одночастичные матричные элементы операторов $r^2 Y_{20}$ и $r^2 P_{20}$, соответственно, $E_{\nu} \equiv \sqrt{\Delta^2 + (\epsilon_{\nu} - \lambda)^2}$ — одноквазичастичные энергии, $E_{\nu\nu'} = E_{\nu} + E_{\nu'}$, а величины $U_{\nu\nu'}$ и $L_{\nu\nu'}$ связаны с параметрами (u, v) — преобразования Боголюбова

$$U_{\nu\nu'} \equiv u_{\nu} v_{\nu'} + u_{\nu'} v_{\nu}, \quad (10)$$

$$L_{\nu\nu'} \equiv u_{\nu} v_{\nu'} - u_{\nu'} v_{\nu}.$$

Уравнение (8) получено в предположении, что силовые параметры κ_q и κ_t одинаковы для (n, n) , (p, p) и (n, p) - взаимодействий. В (7)-(9) суммирование проводится по нейтронным и протонным состояниям. В случае $\kappa_q = \kappa_t = 0$ уравнение для 0^+ -состояний (парных вибраций) имеет вид:

$$\omega^2 \gamma(\omega) = 0. \quad (11)$$

При $\kappa_q = 0$ и $\kappa_t \neq 0$ получаем дополнительное уравнение для спин-квадрупольных возбуждений

$$1 - \kappa_t S(\omega_k) = 0. \quad (12)$$

Ввиду громоздкости мы не приводим здесь выражений для амплитуд ψ и ϕ . Однофононные волновые функции 0^+ -состояний можно записать в виде

$$Q_k^+ |0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \frac{1}{\sqrt{\omega_k}} \mathcal{P}_k + i\sqrt{\omega_k} \mathcal{Q}_k \right\} |0\rangle, \quad (13)$$

$$Q_k |0\rangle = 0 \quad (\omega_k \neq 0)$$

$$\mathcal{P}_0 |0\rangle = 0 \quad (\omega_0 = 0).$$

Спектроскопические факторы

Для качественных оценок оператор передачи двух нуклонов в реакции (p, t) или (t, p) можно выбрать в виде /14/

$$\Gamma(p, t) = \sum_{\nu > 0} a_{\nu} a_{\nu}^{\sim}, \quad \Gamma(t, p) = \Gamma^+(p, t). \quad (14)$$

Запишем $\Gamma(p, t)$ через операторы \mathcal{P}_k и \mathcal{Q}_k :

$$\Gamma(p, t) = \sum_{\nu} u_{\nu} v_{\nu} - \frac{i}{\sqrt{2}} \sum_k \mathcal{Q}_k (\sum_{\nu} \psi_{\nu\nu}^k) + \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_k \mathcal{P}_k [\sum_{\nu} (u_{\nu}^2 - v_{\nu}^2) \phi_{\nu\nu}^k]. \quad (15)$$

Спектроскопический фактор для передачи в основное состояние дочернего ядра теперь приближенно равен (с точностью до различия основных состояний материнского и дочернего ядер) /14/

$$S_0 = |\langle 0 | \Gamma | 0 \rangle|^2 \approx \left(\frac{\Delta}{G} \right)^2. \quad (16)$$

Спектроскопический фактор для передачи в возбужденное 0^+ - состояние

$$S = |\langle 0 | [Q_k, \Gamma] | 0 \rangle|^2. \quad (17)$$

После ряда несложных вычислений получим для отношения S/S_0 :

$$S/S_0 = \frac{1}{\omega^3 Z(\omega)} \left[\frac{2}{b(\omega)\gamma(\omega)} \eta(\omega)(\omega \cdot b(\omega) \pm 2d(\omega)) \pm \frac{a(\omega)}{b(\omega)} \right]^2, \quad (18)$$

где знаки (+) и (-) относятся к реакциям (p, t) и (t, p) соответственно, а величина $Z(\omega)$ определена следующим образом

$$Z(\omega) = \sum_{\nu \neq \nu'} \frac{E_{\nu\nu'} q_{\nu\nu'}^2 U_{\nu\nu'}^2}{(E_{\nu\nu'}^2 - \omega^2)^2} + 2\Delta^2 \sum_{\nu} \frac{(q_{\nu\nu} - \Gamma_{\nu}(\omega)/\gamma(\omega))^2}{E_{\nu} (4E_{\nu}^2 - \omega^2)^2} + \frac{1}{4\omega} \frac{\partial}{\partial \omega} \left\{ \frac{\kappa_t X^2(\omega)}{1 - \kappa_t S(\omega)} \right\}. \quad (19)$$

В уравнение (18) входят функции γ , η , a , b и d , полученные суммированием только по нейтронным состояниям, а в функции $Z(\omega)$ суммирование проводится по нейтронным и протонным состояниям.

Очевидно, что спин-квадрупольные взаимодействия влияют на спектроскопические факторы только через нормировочную функцию $Z(\omega)$, которая резко возрастает вблизи решений уравнения (12), т.е. вблизи спин-квадрупольных состояний. В рассматриваемой модели чистые спин-квадрупольные возбуждения (в случае $\kappa_q = 0$) не возбуждаются в реакции передачи двух нуклонов. Однако их примесь в β -вибрациях может сильно влиять на S -факторы.

Рассмотрим (18) для нескольких предельных случаев.

$$1. \quad 0 < \omega \ll 2\Delta, \quad \kappa_z = 0.$$

Этот случай соответствует почти чистым β -вибрациям, когда ослаблена роль парных вибраций. Пренебрегая некогерентными суммами $\eta(\omega)$ и $d(\omega)$, а также считая малой недиагональную сумму в $Z(\omega)$, получим простую оценку /11/

$$S/S_0 \approx \frac{1}{\omega^3} \frac{1}{Z_0} \left| \frac{a(\omega=0)}{b(\omega=0)} \right|^2, \quad (20)$$

$$Z_0 = \sum_{\nu(n, \nu)} \frac{\Delta^2 q^2}{8 E_\nu^5}. \quad (20a)$$

Отношение $|a/b|$ в (20) имеет смысл среднего одночастичного квадрупольного момента, взвешенного по небольшому энергетическому интервалу вблизи поверхности Ферми. Эта величина существенно возрастает в области, где все одночастичные квадрупольные моменты в окрестности поверхности Ферми одного знака (в области "выстроенности"). В работе /11/ уже отмечалось, что специфические области "выстроенности" квадрупольных моментов хорошо прослеживаются в ядрах с $A \approx 155$ и в актинидной области.

Оценка, аналогичная (20), была получена ранее в работе Беляева и Румянцева /10/. Отметим, что она справедлива для ядер, находящихся в

середине области "выстроенности". На краях области большую роль играют интерференционные эффекты (см. (18)), обусловленные конкуренцией взаимодействий в частично-частичном и частично-дырочном каналах. В частности, при этом могут сильно различаться спектроскопические факторы для (p, t) и (t, p) - реакций.

$$2. \quad \omega \approx 2\Delta, \quad \kappa_t = 0$$

Этот случай соответствует практически чистым парным вибрациям, определенным уравнением (11). Простая оценка дает выражение /7/

$$S/S_0 \approx \left[\sum_{\nu} \frac{\Delta^3}{E_{\nu} (\epsilon_{\nu} - \lambda)^2} \right]^{-1}. \quad (21)$$

Здесь очевидна сильная зависимость от плотности уровней вблизи поверхности Ферми. S - фактор возрастает в случае, когда химпотенциал попадает в щель в одночастичном спектре ($|\epsilon_{\nu} - \lambda| \approx \Delta$). Такая ситуация является чисто локальной (например, в ядре ^{174}Yb /3/). в отличие от предыдущего случая.

Расчеты и обсуждение результатов

Численные расчеты были проведены для ядер актинидной области. Использовался деформированный потенциал типа Саксона-Вудса с параметрами $\beta_{20} = 0,22$ и $\beta_{40} = 0,08$ ^{x/}, описанный в работах /15/. Силовые параметры κ_q и κ_t подбирались из условия наилучшего описания известных экспериментальных данных о 0^+ -возбуждениях в этой области ядер (см., например, обзоры /17/). Полученные при этом

^{x/} Такой выбор параметров деформации согласуется с результатами недавних измерений /16/.

значения параметров показаны на рис. 1. Поведение параметра не может быть описано никакими известными степенными зависимостями от массового числа $x/$. Нерегулярный ход κ_q частично может быть связан с изменением деформации от ядра к ядру, возможно также влияние частотной зависимости, предложенной в /19/. Заметна некоторая изотопическая зависимость κ_q .

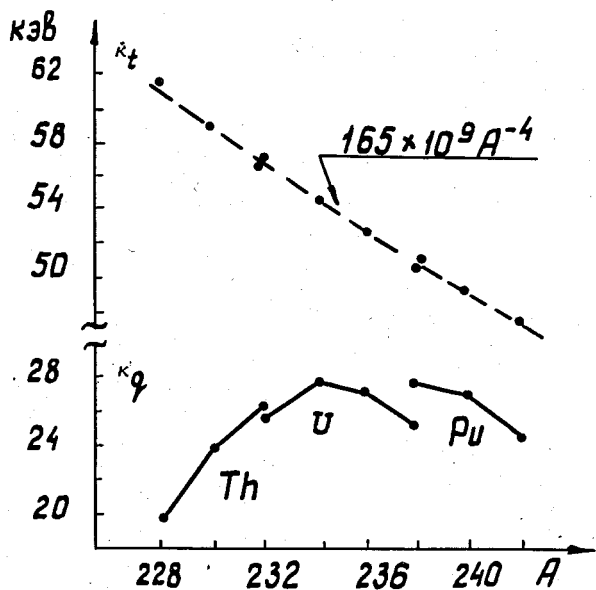


Рис. 1. Силовые параметры взаимодействий, использованные в расчетах.

$x/$ См. также обсуждение поведения κ_q в работе /18/.

Значения параметра κ , отлично описываются простой формулой

$$\kappa_t = 1,65 \cdot 10^8 A^{-4} [\text{Мэв}], \quad (22)$$

что, по-видимому, связано с тензорным характером спин-квадрупольных взаимодействий, не очень чувствительных к деталям вблизи поверхности Ферми. Возможно, однако, что сильная степенная зависимость (22) является только локальной.

Кроме энергий и S -факторов вычислялись также вероятности $E0$ -и $E2$ -распада 0^+ -возбуждений (величины $\rho^2(E0)$ и $B(E2)$ соответственно), а также известный безразмерный параметр Расмуссена

$$X = \frac{\rho^2(E0) e^2 R_0^4}{B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+_{gr. st.})} \quad (23)$$

Ввиду того, что в расчетах учитывалось большое число одночастичных состояний (~ 60) величина эффективного заряда для нейтронов принималась равной нулю для обоих $E0$ -и $E2$ -переходов. Результаты расчетов для нейтронных парных вибраций представлены в табл. 1. Для всех них характерны малые значения S/S_0 и, следовательно, 0^+ -состояния, обнаруженные в работе /4/, не могут быть чистыми парными вибрациями.

Характеристики нижайшего 0^+ -возбуждения в модели с парными и квадрупольными силами приведены в табл. 2 вместе с большинством известных экспериментальных данных. Во всех ядрах вычисленные энергии больше экспериментальных, тем не менее отношения спектроскопических факторов S/S_0 намного превышают экспериментальные отношения сечений σ/σ_0 для (p, t) -реакций $x/$. Если же пара-

$x/$ О соответствии этих величин можно говорить, если кинематические факторы в сечениях одинаковы в основном и возбужденных 0^+ -состояниях. Кроме того, необходимо предположение об одноступенчатом характере процесса передачи двух нуклонов.

Таблица I.

Нейтронные парные вибрации в ядрах актинидов ($\kappa_q - \kappa_l - 0$)

N	2Δ [МэВ]	ω [МэВ]	χ	S/S_0 (P, t)	S/S_0 (t, P)
I38	I,282	I,29	I,3	0,04	0,02
		I,35	2,2	0,01	0,02
		I,48	0,1	0,02	$\sim 10^{-3}$
		I,70	0,3	0,02	$\sim 10^{-4}$
I40	I,170	I,19	I,7	0,02	0,01
		I,43	I,6	0,10	0,01
		I,56	$\sim 10^2$	0,01	0,27
		I,79	0,1	0,04	$\sim 10^{-3}$
I42	I,294	I,30	$\sim 10^3$	0,12	0,11
		I,58	$\sim 10^3$	$\sim 10^{-3}$	0,01
		I,62	I,16	0,03	$\sim 10^{-3}$
I44	I,328	I,34	$\sim 10^2$	$\sim 10^{-3}$	$\sim 10^{-3}$
		I,42	$\sim 10^{-2}$	$\sim 10^{-3}$	0,01
		I,65	$\sim 10^2$	0,20	0,01
I46	I,334	I,34	$\sim 10^{-2}$	0,01	0,01
		I,41	$\sim 10^2$	$\sim 10^{-3}$	$\sim 10^{-3}$
		I,59	0,1	0,01	0,14
I48	I,304	I,31	0,1	0,09	0,08
		I,55	$\sim 10^2$	$\sim 10^{-3}$	0,03
		I,58	$\sim 10^{-2}$	0,02	$\sim 10^{-3}$

Таблица 2.

Характеристики ионных O^+ -уровней, вычисленные при $\kappa, -0$ и значенных показанных на рис. 1.

Элемент	^{228}Th	^{230}Th	^{232}Th	^{232}U	^{234}U	^{235}U	^{238}U	^{238}Pu	^{240}Pu
ω , [MэВ]	0,94	0,94	0,95	1,02	1,21	1,11	1,07	1,13	0,94
β^2 (EO)	0,06	0,13	0,26	0,05	0,11	0,07	0,04	0,05	0,05
B (E2)сп.	1,47	2,95	6,00	1,56	3,43	2,29	1,29	1,77	1,91
X	0,30	0,30	0,30	0,22	0,22	0,22	0,22	0,18	0,17
S/S_0 (pt)	0,31	0,55	0,74	0,38	0,32	0,17	0,03	0,14	0,11
S/S_0 (t,p)	0,08	0,47	1,10	0,31	0,71	0,70	0,57	0,62	0,97
Теория									
ω , [MэВ]	0,83	0,64	0,73	0,69	0,81	0,92	0,93	0,94	0,86
B (E2)спч	-	-	3,0	-	-	-	0,13	-	-
X	(0,83)	0,22(10)	0,34(8)	0,17(4)	0,50(8)	-	-	0,63(20)	0,05(1)
B/S_0 (pt)	0,18	0,18	-	0,14	0,13	0,13	-	-	0,15
Эксперимент /4,16,20/									

Характеристики трех канальных 0^+ -состояний, вычисленные с параметрами κ_q и $\kappa_{1,2}$, показанными на рис. 1

Ядро	$^{222}\eta_{\kappa}$	$^{220}\eta_{\kappa}$	$^{222}\eta_{\kappa}$	$^{222}\eta_{\kappa}$	$^{234}\eta_{\kappa}$	$^{236}\eta_{\kappa}$	$^{238}\eta_{\kappa}$	$^{238}\rho_{\kappa}$	$^{240}\rho_{\kappa}$
$\omega_1 [M \rightarrow J]$	0,83	0,64	0,72	0,69	0,81	0,92	0,92	0,95	0,86
$\rho^2 (E0)$	0,02	0,02	0,07	0,01	0,02	0,03	0,01	0,02	0,03
$B(E2)_{\beta\mu}$	0,72	0,58	2,00	0,38	0,75	1,04	0,56	0,87	1,48
X	0,24	0,22	0,26	0,14	0,16	0,17	0,15	0,13	0,15
$S/S_0 (\rho, \rho)$	0,16	0,21	0,45	0,17	0,18	0,14	0,03	0,12	0,12
$S/S_0 (\tau, \rho)$	0,06	0,18	0,60	0,14	0,25	0,36	0,23	0,32	0,76
$\omega_2 [M \rightarrow J]$	1,05	0,99	1,07	1,06	1,28	1,19	1,12	1,20	1,09
$\rho^2 (E0)$	0,04	0,10	0,18	0,04	0,06	0,04	0,03	0,03	0,02
$B(E2)_{\beta\mu}$	0,71	2,16	3,75	1,03	1,72	1,13	0,70	0,84	0,38
X	0,37	0,33	0,34	0,24	0,25	0,26	0,27	0,23	0,27
$S/S_0 (\rho, \rho)$	0,16	0,37	0,35	0,23	0,05	0,07	0,01	0,05	0,01
$S/S_0 (\tau, \rho)$	0,03	0,30	0,58	0,21	0,55	0,36	0,34	0,31	0,22
$\omega_3 [M \rightarrow J]$	1,33	1,24	1,29	1,27	1,30	1,34	1,41	1,34	1,41
$\rho^2 (E0)$	$\sim 10^{-3}$	0,02	$\sim 10^{-4}$	0,015	0,03	$\sim 10^{-4}$	$\sim 10^{-4}$	$\sim 10^{-4}$	$\sim 10^{-4}$
$B(E2)_{\beta\mu}$	0,05	0,45	$\sim 10^{-2}$	0,43	0,75	$\sim 10^{-3}$	$\sim 10^{-3}$	$\sim 10^{-3}$	0,01
X	0,36	0,34	0,35	0,24	0,25	0,25	0,25	0,22	0,23
$S/S_0 (\rho, \rho)$	0,01	0,20	0,13	0,28	0,30	$\sim 10^{-3}$	$\sim 10^{-3}$	$\sim 10^{-3}$	$\sim 10^{-3}$
$S/S_0 (\tau, \rho)$	0,05	$\sim 10^{-3}$	0,10	0,01	0,01	$\sim 10^{-3}$	0,01	$\sim 10^{-3}$	0,01

метр κ_q подобрать так, чтобы вычисленные энергии совпадали с экспериментальными, то, как правило, отношение $S/S_0 \geq 1$. Одновременно в два-три раза возрастают значения $B(E2) / 11/$.

При включении спин-квадрупольных взаимодействий (табл. 3) происходят следующие качественные изменения характеристики 0^+ -возбуждений.

а) Появляется второе низколежащее 0^+ -состояние ($\omega \lesssim 2\Delta$), отбирающее на себя значительную часть коллективных свойств β -вибраций.

б) Вычисленные энергии ω_1 практически совпадают с экспериментальными, что было обусловлено выбором κ_q , но одновременно удается значительно уменьшить спектроскопические факторы для них и значения $B(E2)$, приведя их в соответствие с экспериментальными отношениями σ/σ_0 и немногими данными о $B(E2)$ (см. табл. 1).

Все вышележащие 0^+ -состояния являются практически парными вибрациями, характеристики которых слабо возмущаются спин-квадрупольными силами. Однако квадрупольные силы приводят к существенному росту спектроскопических факторов для этих состояний в ряде ядер тория и урана (сравни табл. 1 и 3).

Отметим, что в ядре ^{240}Pu теория практически воспроизводит все три известные 0^+ -состояния $/4,21/$. Для объяснения распадных свойств $/21/ 0^+$ -возбуждения с энергией 1,41 Мэв достаточно предположить, что оно содержит небольшую примесь двух октупольных ($K^\pi = 0^-$) фононов.

Заключение

Таким образом, модель с парными и квадрупольными силами позволяет качественно объяснить причину регулярного хода относитель-

ных сечений σ/σ_0 в реакции (p, t) в ядрах актинидной области. Количественные предсказания теории заметно отличаются от эмпирических данных. В частности, модель предсказывает слишком большие отношения спектроскопических факторов S/S_0 . В этом пункте, однако, необходима определенная осторожность при сравнении S/S_0 с экспериментальными отношениями сечений σ/σ_0 , поскольку оно базируется на слишком упрощенном представлении о механизме реакций. В частности, пока неясно, насколько справедливо представление о реакции передачи двух нуклонов как об одноступенчатом процессе.

Количественные предсказания модели с парными и квадрупольными силами заметно исправляются введением спин-квадрупольных сил (в канале частица-дырка), которые распределяют коллективные характеристики β -вибраций по нескольким 0^+ -состояниям и, в частности, сильно меняют спектроскопические факторы. Роль спин-квадрупольных сил оказывается существенной и при описании α -и β -распада на возбужденные 0^+ -состояния /22/. Недавние исследования /23/ показали, что эти силы помогают заметно улучшить количественное описание моментов инерции ядер.

Отметим также ряд неясных пока вопросов в рассмотренной модели. Так, теория предсказывает большие значения S/S_0 для ряда вышележащих 0^+ -возбуждений. Если (p, t) -реакция является одноступенчатой, то такие состояния были бы обнаружены. Экспериментально пока найдены /4/ вторые 0^+ -состояния лишь в ^{230}Th и ^{240}Pu (из рассмотренных нами ядер).

Кроме того, теория предсказывает довольно близкие отношения S/S_0 для реакций (p, t) и (t, p) в большинстве рассмотренных ядер. Недавно было проведено исследование /24/ ряда ядер актинидов в реакции (t, p) , для которых σ/σ_0 оказались $\leq 2-4\%$. Если (t, p) -реакция является одноступенчатым процессом, то необхо-

димо исправить модель, усилив конкуренцию частично-частичного и частично-дырочного каналов остаточных взаимодействий. В частности, в /24/ предложено ввести квадрупольные парные корреляции. В связи с этим отметим, что впервые квадрупольные парные корреляции были введены и рассмотрены Беляевым и Румянцевым /10,19/. Такое исправление модели позволит сохранить коллективный характер низколежащих 0^+ -возбуждений, необходимость которого вытекает из рассмотрения α -распада, результатов кулоновского возбуждения ядер и т.д. Предположение о двухчастичном характере 0^+ -возбуждений /9/ приводит к естественному различию спектроскопических характеристик в (p, t) и (t, p) - реакциях, но, по-видимому, плохо согласуется с известными другими эмпирическими данными.

Однако нам хотелось бы еще раз подчеркнуть, что прежде чем модифицировать ядерную модель, необходимо исследовать надежность спектроскопических факторов, извлекаемых из относительных сечений возбуждений в реакциях двухнуклонных передач, т.е. исследовать механизм реакции.

В заключение авторы выражают благодарность А.Л. Комову и С.И. Федотову за помощь в численных расчетах. Один из авторов (Н.П.) выражает признательность докторам Дж. Шифферу, К. Бемису и Дж. Гаррету за предоставление ряда экспериментальных данных до опубликования.

Литература

1. J.N.Bjerregaard, O.Hansen, O.Nathan and Hinds. Nucl.Phys. 86, 145 (1966).
J.R.Maxwell, G.M.Reynolds, N.M.Hintz. Phys.Rev. 151, 1000 (1966).
2. R.Chapman, W.McLatchie and J.E.Kitching, Phys.Lett. 31B, 292 (1970).

3. M.Oothoudt, P.Vedelsby and N.M.Hintz, Phys.Lett. 32B, 270 (1970).
4. J.V.Maher, J.R.Erskine et al. Phys.Rev.Lett. 25, 302 (1970) and preprint (to be published).
5. D.G.Fleming, C.Günther et al. Phys.Rev.Lett. 27, 1235 (1971).
6. D.R.Bes and R.A.Brogia. Nucl.Phys. 80, 289 (1966).
7. С.К. Абдулвагабова, Н.И. Пятов. Препринт ОИЯИ, Р4-5576, Дубна, 1971.
8. R.E.Griffin, A.D.Jaskson and A.B.Volkov. Phys.Lett. 36B, 281 (1971).
9. W.I.van Rij and S.H.Kahana. Phys.Rev.Lett. 28, 50 (1972).
10. С.Т. Беляев, Б.А. Румянцев. Препринт ИЯФ 1-70, Новосибирск, 1970.
11. S.K.Abdulvagabova, S.P.Ivanova et al.Phys.Lett., 38B, 215 (1972).
12. N.I.Pyatov. Art.Fys. 36, 667 (1967).
М.И. Черней, Н.И. Пятов, К.М. Железнова. Изв. АН СССР, сер. физ., 31, 550 (1967).
13. E.R.Marshalek and J.Weneser. Ann.Phys. 53, 569 (1969).
14. S.Yoshida. Nucl.Phys. 33, 685 (1962).
15. F.A.Gareev, S.P.Ivanova, L.A.Malov, V.G.Soloviev. Nucl.Phys. A171, 134 (1971).
Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, В.В. Пашкевич. ЯФ, 11, 1200 (1970).
16. J.L.C.Ford, P.H.Stelson, С.Е. Bemis et al. Phys.Rev.Lett. 27, 1232 (1971),
F.K. Mc Gowan, С.Е. Bemis et al. Phys.Rev.Lett. (to be published).
17. S.Vjornholm, Thesis, Munksgoard, Copenhagen, 1965.
Н.И. Пятов, ОИЯИ Р4-5422, Дубна, 1970.
Сб. "Проблемы современной ядерной физики" (Наука, М., 1971), стр. 141.

18. А.Л. Комов, Л.А. Малов, В.Г. Соловьев. Изв. АН СССР, сер. физ., 35, 1550 (1971).
19. С.Т. Беляев. ЯФ, 4, 936 (1966).
S.T.Belyaev and B.A.Rumyantsev. Proc.Int.Conf.Nucl. Str. Tokyo, 1967, p.125.
20. F.K. McGowan, W.T.Milner et al. Bull.Am.Phys.Soc. 16, 493 (1971).
21. M.R.Schmorak, C.E.Bemis et al. Phys.Rev.Lett. 24, 1507 (1970).
22. A.A.Kuliev, N.I.Pyatov.Nucl.Phys. A106, 689 (1968).
M.I.Cristu, O.Dumitrescu et al.Nucl.Phys. A130, 31 (1969).
23. T.Kammuri, S.Kusuno. Phys.Lett. 38B, 5 (1972).
Н.И. Пятов, М.И. Черней. ОИЯИ Р4-6367, Дубна, 1972.
24. D.R.Bes, R.F.Casten, E.R.Flynn, J.D.Garrett et al. Phys.Lett., (to be published).

Рукопись поступила в издательский отдел
5 мая 1972 года.