

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



13/12-76

Б-176

P4 - 9805

3594/2-76

М.И.Базнат, Н.И.Пятов, Д.И.Саламов

ЭФФЕКТЫ ТРАНСЛЯЦИОННОЙ ИНВАРИАНТНОСТИ
В ОКРУПНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЯХ
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР

1976

М.И.Базнат,* Н.И.Пятов, Д.И.Саламов**

**ЭФФЕКТЫ ТРАНСЛЯЦИОННОЙ ИНВАРИАНТНОСТИ
В ОКТУПОЛЬНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЯХ
ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР**

Направлено в ЯФ

* Институт прикладной физики АН МССР, Кишинев.

** Институт физики АН АзССР, Баку.

Summary

In the present paper the method of restoration of a broken symmetry of the selfconsistent field ^{/11,2/} is applied to separate the center-of-mass motion in nuclei. The separable translation-invariant effective forces are constructed and the simple microscopic model is utilized for the description of octupole excitations in deformed nuclei.

Numerical calculations have been performed for the actinide nuclei and the results obtained are compared with those in the model with broken translational symmetry. It is found that the restoration of the translational symmetry leads to the renormalization of the strength of the octupole force (Fig.1) and it affects the $E \lambda$ -transition probabilities (Table 1 and 2). For the low-energy 1^- -excitations in Ra and Th isotopes the theory predicts the enhancement of $E1$ -transitions ($B(E1) \sim 0.5$ spu).

The spreading of the spurious state (center-of-mass motion) over spectrum of 1^- excitations in the model with the broken translational symmetry has been studied. As is seen from Fig.2, the largest admixtures of the spurious state are found at high energies of the order $\hbar\omega_0$, the low-energy states having very small admixtures ($\leq 1\%$).

The energy distribution of the strength function of $E3$ -transitions is shown in Fig.3. Usually in actinide nuclei $E3$ -transitions generating the octupole resonance are spreaded over large energy interval (15-20 MeV), that does not allow one to observe the configurational splitting of the resonance due to the deformation.

1. Введение

Состояния с отрицательной четностью /дипольные и октупольные/ в четно-четных ядрах описываются в микроскопических подходах с помощью гамильтонианов, обладающих, как правило, нарушенной трансляционной инвариантностью, т.е. не сохраняющих полного импульса ядра /см., напр., ^{1-4/} /. При этом не являются трансляционно-инвариантными как потенциал среднего поля /одночастичный гамильтониан/, так и сепарабельные остаточные силы. Поэтому в спектре коллективных возбуждений появляются нефизические состояния, описывающие движение ядра как целого.

Проблема выделения движения центра масс /ц.м./ в спектре коллективных возбуждений рассматривалась во многих работах /см., напр., ^{5-10/} /. Отмечалось, в частности, что требование трансляционной инвариантности приводит к необходимости согласования вида остаточных взаимодействий с формой среднего поля ^{7,9,10/} . При наличии такого согласования /или в рамках самосогласованного подхода/ движение ц.м. отделяется как бесщелевая ветвь коллективных возбуждений в рамках таких микроскопических подходов, как метод случайной фазы /СФ/^{6/}, теория ферми-жидкости для конечных систем ^{7,9,10/} или метод обобщенной матрицы плотности ^{8/} .

Однако полное согласование /или самосогласование/ приводит к сложным и громоздким системам уравнений, решение которых представляет значительные вычислительные трудности. В данной работе показано, как можно приближенно восстановить трансляционную инвариант-

ность простых гамильтонианов, включающих произвольный потенциал среднего поля и сепарабельные остаточные взаимодействия. Эффекты трансляционной инвариантности численно исследуются на примере простой модели для октаупольных возбуждений в деформированных ядрах.

2. Восстановление трансляционной инвариантности

В этом разделе кратко опишем метод восстановления трансляционной инвариантности, развитый в работах /11,12/. Трансляционная инвариантность произвольного одночастичного гамильтониана H^0 приближенно восстанавливается с помощью кинематических корреляций частиц, согласованных с формой потенциала среднего поля:

$$h = -\frac{1}{2} \sum_{\mu=0, \pm 1} \frac{1}{\gamma_{\mu}} [H^0, P_{\mu}]^+ [H^0, P_{\mu}], \quad /1/$$

$$\gamma_{\mu} \equiv \langle 0 | [P_{\mu}^+, [H^0, P_{\mu}]] | 0 \rangle. \quad /2/$$

Здесь P_{μ} - циклические компоненты полного импульса ядра, $|0\rangle_{\mu}$ - основное состояние типа Хартри-Фока /или Хартри-Фока-Боголюбова/, величины γ_{μ} имеют смысл параметров жесткости в общем случае анизотропного потенциала локализации ц.м. Если двойной коммутатор в /2/ является с-числом, то кинематические корреляции точно восстанавливают нарушенную симметрию. В этом случае добавление h к H^0 соответствует переходу в систему координат ц.м. В общем случае трансляционная инвариантность восстанавливается с точностью, принятой в методе СФ /и ему подобных частично-дырочных подходах/.

После того как восстановлена трансляционная инвариантность H^0 , очевидно, что остаточные взаимодействия частиц должны быть выбраны в трансляционно-

инвариантной форме. В частности, трансляционно-инвариантными будут сепарабельные взаимодействия, записанные в координатах ц.м., например, изоскалярные силы вида

$$\begin{aligned} W &= \sum_{\lambda} W_{\lambda} = \\ &= -\frac{1}{2} \sum_{\lambda} \kappa_{\lambda} \sum_{k, k'=1}^{\lambda} \rho_k^{\lambda} \rho_{k'}^{\lambda} \sum_{\mu} Y_{\lambda\mu}^*(\Omega_k^k) Y_{\lambda\mu}(\Omega_{k'}^k). \end{aligned} \quad /3/$$

Здесь κ_{λ} - силовые параметры мультипольных взаимодействий ($\lambda=2,3,\dots$), ρ_k и Ω_k^k - радиальная и угловые переменные частиц в системе ц.м. Поскольку одночастичный базис задается обычно в лабораторной системе координат, то взаимодействия /3/ необходимо преобразовать к лабораторным переменным \vec{r}_k :

$$\vec{\rho}_k = \vec{r}_k - \vec{R} \equiv \vec{r}_k - \frac{1}{A} \sum_{k'=1}^A \vec{r}_{k'}, \quad /4/$$

где \vec{R} - координата ц.м. Преобразование мультипольного оператора может быть выполнено с помощью разложения по биполярным гармоникам /см., например, /13/ /:

$$\begin{aligned} \rho_k^{\lambda} Y_{\lambda\mu}(\Omega_{\rho}) &= \sqrt{4\pi(2\lambda+1)!!} \times \\ &\times \sum_{\lambda_1, \lambda_2=0}^{\lambda} \frac{(-1)^{\lambda_2} r_{\lambda_1} R^{\lambda_2}}{\sqrt{(2\lambda_1+1)!(2\lambda_2+1)!}} \{ Y_{\lambda_1}(\Omega_r) \times Y_{\lambda_2}(\Omega_R) \}_{\lambda\mu}, \end{aligned} \quad /5/$$

где Ω_r и Ω_R - угловые переменные соответствующих векторов. В частности, для октупольного оператора получаем

$$\begin{aligned} \sum_{k=1}^A \rho_k^3 Y_{3\mu}(\Omega_{\rho}^k) &= \sum_{k=1}^A r_k^3 Y_{3\mu}(\Omega_r^k) + 2AR^3 Y_{3\mu}(\Omega_R) - \sqrt{28\pi} \times \\ &\times \sum_{\nu=-2}^2 C_{2\nu 1\mu-\nu}^{3\mu} R Y_{1\mu-\nu}(\Omega_R) \sum_{k=1}^A r_k^2 Y_{2\nu}(\Omega_r^k), \end{aligned} \quad /6/$$

где $C_{\alpha\alpha}^{\epsilon\gamma}, b\beta$ - коэффициенты Клебша-Гордана. Отсюда видно, что трансляционно-инвариантные октупольные сепарабельные силы содержат в себе слагаемые, описывающие октупольные колебания ц.м., связь квадрупольного движения частиц с дипольными колебаниями ц.м. и др. Точный учет этих слагаемых представляет собой задачу учета многочастичных взаимодействий. Простые оценки связанных с ними эффектов можно сделать, если провести линеаризацию в правой части уравнения /6/. С этой целью оставим только линейные по координате ц.м. слагаемые и заменим массовый квадрупольный оператор его средним значением по основному состоянию. В этом приближении имеем

$$\sum_{k=1}^A \rho_k^3 Y_{3\mu}(\Omega_\rho^k) = \sum_{k=1}^A [r_k^3 Y_{3\mu}(\Omega_r^k) - \lambda_\mu r_k Y_{1\mu}(\Omega_r^k)] \equiv \Phi_\mu, \quad /7/$$

где

$$\lambda_\mu = \frac{7}{4} \sqrt{\frac{(4-\mu^2)(9-\mu^2)}{21}} \frac{Q_{20}}{A}, \quad /8/$$

$$Q_{20} \equiv \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \langle 0 | \sum_{k=1}^A r_k^2 Y_{20}(\Omega_r^k) | 0 \rangle. \quad /9/$$

Легко убедиться, что в приближении метода СФ линеаризованный оператор /7/ коммутирует со всеми компонентами полного импульса. В работе /12/ показано, что аналогичным образом в приближении метода СФ можно восстановить трансляционную инвариантность октупольных взаимодействий с произвольной радиальной зависимостью. Второе слагаемое в правой части уравнения /7/ компенсирует дипольные колебания ц.м., возникающие при октупольных взаимодействиях между частицами /записанных в лабораторной системе координат/, причем эта поправка существенна только для ядер со статической деформацией ($Q_{20} \neq 0$). Итак, в дальнейшем будем использовать линеаризованные октупольные взаимодействия вида

$$\mathbb{W}_3 = -\frac{\kappa_3}{2} \sum_{\mu} \Phi_{\mu}^* \Phi_{\mu}. \quad /10/$$

В качестве H^0 выберем одноквазичастичный гамильтониан, в котором спаривательные взаимодействия учтены в статическом приближении /энергетическая щель $\Delta = \text{const}$ /:

$$H^0 = \sum_{\nu > 0} E_{\nu} (a_{\nu}^{\dagger} a_{\nu} + a_{\bar{\nu}}^{\dagger} a_{\bar{\nu}}), \quad /11/$$

где E_{ν} - одноквазичастичные энергии, $a_{\nu}^{\dagger}(a_{\nu})$ - операторы рождения /уничтожения/ квазичастиц, состояния $|\nu\rangle$ и $|\bar{\nu}\rangle$ сопряжены по времени, а суммирование проводится по одночастичным состояниям с положительным значением проекции углового момента на ось симметрии аксиально-симметричного ядра.

Полный гамильтониан

$$H = H^0 + h + W_3 \quad /12/$$

в рамках стандартного метода СФ приводится к форме нормальных колебаний с явно выделенным движением ц.м. /11,12/:

$$H = \text{const} + \vec{P}^2 / (2m_A) + \sum_{n, \mu} \omega_n Q_n^{\dagger}(\mu) Q_n(\mu), \quad /13/$$

где энергии однофононных 1^- возбуждений определены уравнением

$$\omega_n^2 \left\{ \frac{1}{\kappa_3} - S_3(\omega_n) - [1 + \kappa(\omega_n) S_1(\omega_n)]^{-1} \times \right. \\ \left. \times [\lambda_{\mu}^2 S_1(\omega_n) - 2\lambda_{\mu} S_{13}(\omega_n) - \kappa(\omega_n) S_{13}^2(\omega_n)] \right\} = 0, \quad /14/$$

$$S_{\lambda} \equiv S_{\lambda\lambda}(\omega_n), \quad /15/$$

$$S_{\lambda\lambda'} = 2 \sum_{\nu\nu' > 0} \frac{E_{\nu\nu'} U_{\nu\nu'}^2 (r^{\lambda} Y_{\lambda\mu})_{\kappa\nu'} (r^{\lambda'} Y_{\lambda'\mu})_{\nu\nu'}}{E_{\nu\nu'}^2 - \omega_n^2},$$

$$\kappa(\omega_n) \equiv \frac{4\pi}{3} \frac{m\omega_n^2}{\hbar^2 A} \quad /16/$$

Здесь $E_{\nu\nu'} \equiv E_\nu + E_{\nu'}$, коэффициенты $U_{\nu\nu'} = u_\nu v_{\nu'} + u_{\nu'} v_\nu$ связаны с числами заполнения состояний. Операторы фононов в уравнении /13/ определены так же, как и в работе /11/.

В уравнении /14/ явно выделено состояние с $\omega_n = 0$, описывающее движение ц.м. Третье слагаемое в фигурных скобках дает поправку к обычному уравнению /см., напр. /14/ для энергий октупольных возбуждений, связанную с восстановлением трансляционной инвариантности-гамильтониана. Соответствующие поправки возникают также в вероятностях $E\lambda$ -переходов между основным и возбужденными состояниями и в правилах сумм* /см. работу /12/ /. Приведем правило сумм для $E\lambda$ -переходов между уровнями ротационных полос основного состояния и однофононного возбуждения ($\mu = 0, 1$):

$$\begin{aligned} \sum_n \omega_n B(E\lambda, 10 \rightarrow 1'\mu)_n &= \frac{2e^2}{1 + \delta_{\mu,0}} \times \\ &\times |C_{10, \lambda\mu}^{1'\mu}|^2 \left\{ \sum_{\nu\nu' > 0}^{(p)} E_{\nu\nu'} U_{\nu\nu'}^2 (r^\lambda Y_{\lambda\mu})_{\nu\nu'}^2 - \right. \\ &\left. - \frac{\hbar^2}{mA} \frac{\lambda(2\lambda+1)^2}{32\pi} |C_{\lambda\mu, 1-\mu}^{\lambda-1 0} Q_{\lambda-1 0}^{(p)}|^2 \right\}. \quad /17/ \end{aligned}$$

Здесь e - заряд протона, суммирование проводится только по протонным состояниям, $Q_{\ell 0}^{(p)}$ - ℓ - полный момент протонов. Второе слагаемое в правой части /17/ представляет собой поправку, связанную с учетом

* Отметим, что ввиду трансляционной инвариантности однофононного базиса $Q_n^+ |0\rangle$ нет необходимости вводить эффективные заряды частиц, связанные с движением ц.м.

движения ц.м. Эта поправка наиболее существенна для E1-переходов. Ввиду трансляционной и галилеевой инвариантности остаточных взаимодействий правило сумм не зависит от силовых параметров κ_λ .

3. Расчеты и обсуждение результатов

Для проведения численных расчетов была выбрана область актинидов, в которых обнаружены низколежащие 1^- состояния ^{/15/}. Эти возбуждения характеризуются большими значениями вероятности E3-переходов на уровне ротационной полосы основного состояния и поэтому интерпретируются как состояния октупольного мультиплета, расщепленного из-за деформации по проекции K углового момента на ось симметрии. Как видно из уравнений /1/, /7/, /8/ и /14/, эффекты трансляционной инвариантности в приближении метода СФ существенны только для состояний с K=0 и 1 этого мультиплета.

Отметим, что в моделях с нарушенной трансляционной инвариантностью численные расчеты октупольных возбуждений проводились в работах ^{/1-4,14,16,17/} и ряде других, причем в работах ^{/4/} содержится утверждение, что явное выделение движения ц.м. дает очень малую поправку к энергиям октупольных возбуждений.

Поскольку нашей задачей является изучение эффектов трансляционной инвариантности, а не детальное объяснение тех или иных экспериментальных данных, то для простоты мы не учитываем кориолисово взаимодействие между уровнями ротационных полос октупольного мультиплета, которое исследовано в работах ^{/4/}. По той же причине все рассмотрение не выходит за рамки согласованной формулировки в гармоническом приближении метода СФ. Учет ангармонических эффектов требует в первую очередь отказа от линеаризованной формы октупольных сил, что приведет к явной связи состояний различной симметрии.

В численных расчетах использовался одночастичный потенциал Саксона-Вудса. Программа расчетов с этим потенциалом содержится в работе ^{/18/}, а параметры потен-

циала даны в работе ^{/16/}. Одночастичный базис в настоящих расчетах содержал 100 нейтронных и 81 протонных уровней с энергиями от -25 до +5 МэВ.

Сравнивались результаты решения уравнения /14/ и соответствующего уравнения в модели, не учитывающей кинематических корреляций и поправок в октупольных силах:

$$1/\bar{\kappa}_3 = S_3(\bar{\omega}_n). \quad /18/$$

Константы κ_3 и $\bar{\kappa}_3$ в этих уравнениях подбирались так, чтобы воспроизвести энергии нижайших экспериментально наблюдаемых 1^- состояний с $K^\pi = 0^-$ или 1^- . Полученные значения констант показаны на рис. 1 для состояний с $K^\pi = 0^-$. Видно, что учет трансляционной инвариантности приводит к практически одинаковой для всех ядер перенормировке /уменьшение примерно на 4-5%/ силового параметра $\bar{\kappa}_3$ октупольных сил. Аналогичный результат получен и для состояний с $K^\pi = 1^-$, причем силовые параметры κ_3 для этих состояний практически совпадают

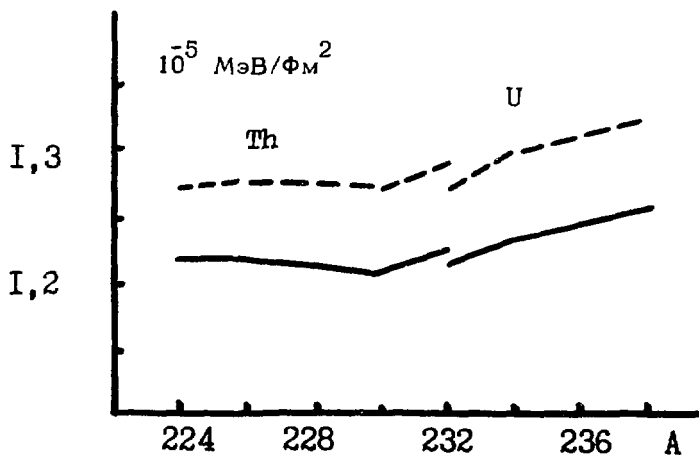


Рис. 1. Значения параметров κ_3 /сплошная линия/ и $\bar{\kappa}_3$ /пунктирная линия/ для состояний с $K^\pi = 0^-$.

с полученными для состояний с $K^\pi = 0^-$ /различие не превышает 1-2%/ . Это свидетельствует о том, что при использовании достаточно широкого одночастичного базиса силовой параметр κ_3 не зависит от μ . Заметное различие значений параметра $\tilde{\kappa}_3$ для 0^- и 1^- состояний, полученное в работе /17/, по-видимому, связано с использованием ограниченного одночастичного базиса. Отметим также, что абсолютная величина параметра октупольных сил довольно сильно зависит от полноты одночастичного базиса, как это следует из сравнения приведенных на рис. 1 значений $\tilde{\kappa}_3$ с использованным ранее в работах /16,17/, в которых расчеты проводились с менее полным одночастичным базисом.

Итак, перенормировка параметра октупольных сил, связанная с восстановлением трансляционной инвариантности, оказывается небольшой по абсолютной величине, хотя и больше, чем перенормировка вследствие учета ангармоничности в модели с нарушенной трансляционной инвариантностью /17/. Физического значения такие перенормировки не имеют, хотя следует отметить большую чувствительность теоретических расчетов энергии возбуждений /особенно с $K^\pi = 0^-$ / к изменению силового параметра. Значение энергии может меняться на несколько сот кэВ при изменении κ_3 на несколько процентов.

Это обстоятельство и показывает несостоятельность утверждения о малости поправки, связанной с выделением движения ц.м., в энергии октупольных возбуждений, которое сделано в работах /4/.

Эффекты учета трансляционной инвариантности не сводятся только к перенормировке параметра октупольных сил. Сравнительные характеристики двух нижайших по энергии возбуждений, вычисленные с учетом и без учета /в этом случае все величины отмечены тильдой/ трансляционной инвариантности, приведены в табл. 1 и 2. Здесь даны энергии возбуждений и приведенные вероятности γ -переходов $B(E3, 1^-K \rightarrow 2^+ 0)$ и $B(E1, 0 \rightarrow 1^-K)$ в одночастичных единицах. Силовые параметры октупольных сил в обоих вариантах расчетов выбирались по экспериментальной энергии /15/ нижайшего 1^-K возбуждения /см. рис. 1/.

Таблица I.

Сравнительные характеристики возбуждений с $K^{\pi} = 0^{-}$ в моделях с учетом и без учета трансляционной инвариантности (в последнем случае все величины отмечены тильдой)

Ядро	ω_n кэВ	$B(E3)$ одн. ед.	$B(E1)$ одн. ед.	$\tilde{\omega}_n$ кэВ	$\tilde{B}(E3)$ одн. ед.	$\tilde{B}(E1)$ одн. ед.
^{226}Ra	253 1855	8,45 0,06	0,64 $\sim 10^{-4}$	253 1857	9,82 0,06	0,87 $\sim 10^{-4}$
^{226}Th	231 1980	10,73 $\sim 10^{-3}$	0,81 $\sim 10^{-4}$	231 1981	12,66 $\sim 10^{-3}$	1,1 $\sim 10^{-4}$
^{228}Th	328 1759	5,25 0,10	0,47 0,09	328 1755	6,22 0,13	0,58 $\sim 10^{-2}$
^{230}Th	508 1850	3,56 0,20	0,27 $\sim 10^{-3}$	508 1847	4,12 0,24	0,38 $\sim 10^{-3}$
^{232}Th	713 1876	2,86 0,01	0,20 $\sim 10^{-3}$	713 1877	3,35 0,01	0,32 $\sim 10^{-3}$
^{232}U	563 1821	2,92 0,11	0,25 $\sim 10^{-3}$	563 1814	3,39 0,10	0,36 $\sim 10^{-2}$
^{234}U	786 1817	2,57 0,01	0,20 $\sim 10^{-4}$	786 1816	2,87 0,01	0,31 $\sim 10^{-4}$

Расчеты показали, что с учетом перенормировки параметра октупольных сил вычисляемые энергии ω_n и $\tilde{\omega}_n$ близки между собой /иными словами, в этом пункте учет трансляционной инвариантности сводится к перенормировке силового параметра/. Однако значения $B(E3)$ и $B(E1)$ для нижайших возбуждений систематически умень-

Таблица 2.

То же, что и в таблице I, для состояний с $K^\pi = 1^-$

Ядро	ω_n кэВ	$B(E3)$ одн. ед.	$B(E1)$ одн. ед.	$\tilde{\omega}_n$ кэВ	$\tilde{B}(E3)$ одн. ед.	$\tilde{B}(E1)$ одн. ед.
^{230}Th	952	2,54	0,09	952	2,71	0,06
	1673	0,04	$\sim 10^{-4}$	1674	0,05	$\sim 10^{-4}$
^{232}U	1146	1,57	0,08	1146	1,66	0,06
	1661	0,10	$\sim 10^{-3}$	1662	0,10	$\sim 10^{-3}$
^{234}U	1237	0,91	0,05	1237	0,97	0,04
	1849	0,17	$\sim 10^{-3}$	1849	0,17	$\sim 10^{-2}$

шаются при учете трансляционной инвариантности*. Исключение составляют только вероятности E1-переходов для состояний с $K^\pi = 1^-$ /табл. 2/. К сожалению, во многих расчетах $B(E3)$ произвольно вводятся эффективные заряды, перенормировкой которых можно компенсировать эффекты трансляционной инвариантности.

Следует отметить большие значения $B(E1)$, предсказываемые теорией для низколежащих 1^- возбуждений с энергией $\omega \lesssim 0,5$ МэВ. Полученные в расчетах значения на два-три порядка превышают оценки, содержащиеся в работах /4,19,20/. Правда, эти оценки проводились

* Эффективные заряды, связанные с ограничением одночастичного базиса, в расчетах не вводились. При вычислении $B(E1)$ используются обычные эффективные заряды Ne/A и $-Ze/A$ для протонов и нейтронов соответственно.

для состояний с энергией $\omega \geq 1$ МэВ в редкоземельных ядрах. В актинидах возрастание $V(E1)$ существенно связано с малой энергией 1^- возбуждений. Представляется интересным проверить это предсказание теории экспериментально, например, в реакциях с тяжелыми ионами.

Для E3 -переходов были вычислены правила сумм /17/. Расчеты показали, что поправка, связанная с учетом движения ц.м., не превышает 2-3% от полного правила сумм. Это свидетельствует о том, что в случае E3-переходов эффективные заряды квазичастиц, связанные с учетом движения ц.м., должны быть небольшими.

В моделях с нарушенной трансляционной инвариантностью каждое возбуждение имеет примесь состояния, описывающего движение ц.м. /"духовое" состояние/. С целью определения области локализации "духового" состояния в спектре возбуждений были вычислены интегралы перекрытия этого состояния /состояния с $\omega_n = 0$ в уравнении /14// с однофононными состояниями в не-трансляционно-инвариантном описании /см. уравнение /18//. На рис. 2 показано типичное усредненное по

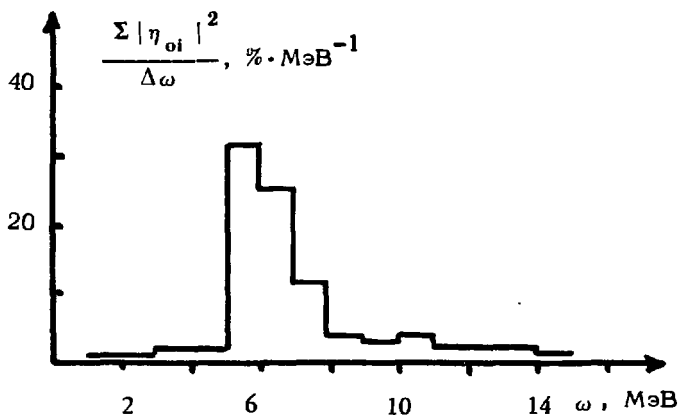


Рис. 2. Распределение "духового" состояния по спектру возбуждений с $K^\pi=0^+$, вычисленному без учета трансляционной инвариантности в ядре ^{232}Th .

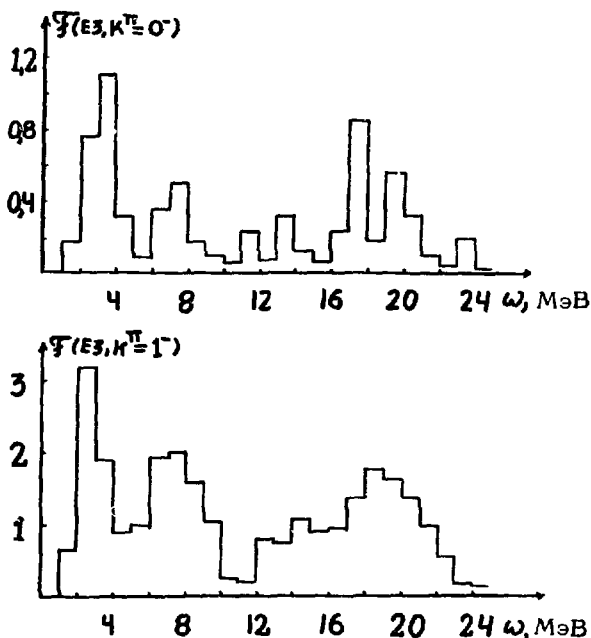


Рис. 3. Силовые функции $E3$ -переходов для состояний с $K^\pi = 0^-$ /вверху/ и 1^- /внизу/ в ядре ^{232}Th /вклад нижайших возбуждений не показан/. Значения $f(E3)$ даны в единицах $V(E3)_{\text{одн.}} / \text{МэВ}$.

энергетическому интервалу $\Delta\omega = 1 \text{ МэВ}$ распределение квадрата интеграла перекрытия $|\eta_{0\omega}|^2$ по энергетическому спектру /полная площадь диаграммы равна 100%/.

Расчеты показали, что ни в одном индивидуальном 1^- состоянии примесь "духового" состояния не превышает 10-20%. Низколежащие состояния имеют обычно очень малые примеси "духа" /1-2%/.

В описании с нарушенной трансляционной инвариантностью "духовое" состояние в основном локализуется в области энергий возбуждений 5-8 МэВ. Это и является причиной того,

что эффекты трансляционной инвариантности в низколежащих возбуждениях сравнительно невелики и слабо зависят от массового числа.

Наконец, были проведены расчеты усредненной силовой функции $E3$ - переходов

$$F(E3) = \frac{1}{\Delta\omega} \sum_{n(\Delta\omega)} V(E3, 0 \rightarrow 3K)_n \quad /19/$$

с целью локализации положения приближенно изоскалярного $E3$ - резонанса. Полученные результаты для состояний с $K^\pi = 0^-$ и 1^- показаны на рис. 3 /интервал усреднения $\Delta\omega = 1$ МэВ/. Видно, что значительная сила $E3$ - переходов концентрируется в спектроскопической области энергии возбуждений. Эти переходы в основном идут между состояниями соседних оболочек ($\Delta N = 1$). Переходы с $\Delta N = 3$ распределены по широкой области энергии возбуждений / $\omega \sim 16-20$ МэВ/. В связи с этим трудно говорить как о выделенности изоскалярного $E3$ - резонанса, так и о его конфигурационном расщеплении вследствие деформации ядра /в отличие от $E1$ - резонанса/. Включение $E3$ - переходов с $\Delta K = 2$ и 3 качественно не меняет этих выводов.

4. Заключение

В данной работе на примере простой модели изучены эффекты трансляционной инвариантности в октупольных возбуждениях деформированных ядер. Показано, что эффекты учета трансляционной инвариантности являются заметными как в энергиях, так и вероятностях γ - переходов. Однако рассмотренная модель содержит в себе параметры /такие как силовой параметр κ_3 и эффективные заряды, обусловленные ограничением одночастичного базиса/, переносимой которыми можно компенсировать соответствующие поправки в энергиях и вероятностях переходов для низколежащих возбуждений /при этом правила сумм будут различаться/. Малость эффектов трансляционной инвариантности в этих состояниях легко понять, если иметь в виду, что при нарушении закона

сохранения импульса "духовое" состояние локализуется в области высоких энергий /порядка энергетического интервала между оболочками/, поэтому его примеси внизу оказываются небольшими.

Все сказанное, однако, не означает, что закон сохранения импульса ядра можно не учитывать при построении модельных гамильтонианов. Во-первых, нельзя априори гарантировать малость эффектов трансляционной инвариантности во всех физических процессах и при всех энергиях возбуждений. Например, в работе ^{21/} показано, что учет трансляционной инвариантности является существенным для правильного описания поведения радиусов ядер с ростом массового числа. Во-вторых, предложенный приближенный метод восстановления трансляционной инвариантности настолько прост, что приводит только к несущественному усложнению численных расчетов и не требует введения каких-либо новых параметров. Наконец, при учете ангармоничности коллективных возбуждений уже совсем нет оснований игнорировать нарушение тех или иных форм симметрии, ибо нет никаких оценок малости связанных с этим поправок.

Один из авторов /Н.П./ выражает благодарность С.Т.Беляеву, Б.Л.Бирбрайру и В.А.Ходелю за полезные обсуждения проблем трансляционной инвариантности.

Литература

1. S.Yoshida. *Nucl.Phys.*, 38, 380 /1962/.
2. В.Г.Соловьев, П.Фогель, А.А.Корнейчук. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 28, 1599 /1964/.
3. A.Faessler, A.Plastino. *Nucl.Phys.*, A94, 580 /1967/.
4. K.Neergaard, P.Vogel. *Nucl.Phys.*, A145, 33 /1970/; A149, 209, 217 /1970/.
5. J.P.Elliott, T.H.R.Skyrme. *Proc. Roy. Soc.*, A232, 561 /1955/.
6. D.J.Thouless. *Nucl.Phys.*, 22, 78 /1961/.
7. D.H.E.Gross. *Phys.Lett.*, 30B, 16 /1969/.
8. С.Т.Беляев, В.Г.Зелевинский. *ЯФ*, 16, 1195 /1972/.
9. B.L.Birbrair. *Phys.Lett.*, 46B, 152 /1973/.
10. С.А.Фаянс, В.А.Ходель. *Письма в ЖЭТФ*, 17, 633 /1973/.

11. Н.И.Пятов. ОИЯИ, Р4-8208, Дубна, 1974.
12. Н.И.Пятов. Материалы II-й зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц, ч. I, стр. 151, Ленинград, 1976.
13. Д.А.Варшалонович, А.Н.Москалев, В.К.Херсонский. Квантовая теория углового момента. Наука, Ленинград, 1975.
14. В.Г.Соловьев. Теория сложных ядер. Наука, М., 1971.
15. M.R.Schmorak. Nucl. Data Sheets, B4, 561 /1970/.
I.A.Ellis. Nucl. Data Sheets, B4, 581 /1970/.
В.М.Горбачев, Ю.С.Замятин, А.А.Лбов. Основные характеристики тяжелых элементов. Атомиздат, М., 1970.
16. С.П.Иванова, А.Л.Комов, Л.А.Малов, В.Г.Соловьев. ОИЯИ, Р4-8459, Дубна, 1974.
17. S.P.Ivanova et al. JINR, E4-9070, Dubna, 1975.
18. С.П.Иванова, Н.Ю.Ширикова. ОИЯИ, Р4-9081, Дубна, 1975.
19. П.Фогель. ЯФ, 1, 752 /1965/.
20. A.Faessler, A.Placino. Nuovo Cimento, 48B, 429 /1967/.
21. В.А.Ходель. ЯФ, 19, 792 /1974/.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 мая 1976 года.