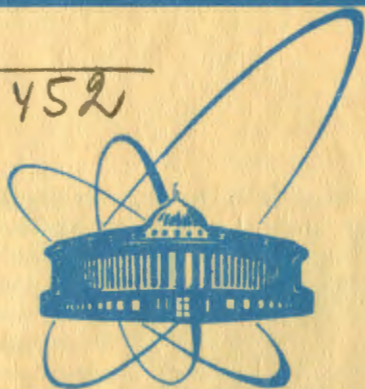


K-452



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

3454/2-81

13/vii-81
P4-81-243

В.Китипова

ВЕРОЯТНОСТЬ E1-ПЕРЕХОДА
С УЧЕТОМ АНГАРМОНИЧНОСТИ ДЛЯ ^{176}Hf
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ СВЯЗИ НЕЙТРОНА

1981

Существующие исследования силовой функции вероятности $E\lambda$ -переходов $b(E\lambda, \eta)$ в рамках квазичастично-фононной модели /1-3/ указывают на то, что в области гигантских мультипольных резонансов при учете ангармоничности силовая функция остается почти такой же формы, как и для расчетов в гармоническом приближении. Это можно объяснить слабой корреляцией между значениями приведенной вероятности $E\lambda$ -переходов $B(E\lambda)$, рассчитанными в однофононном приближении, и матричными элементами $U_{E_1 E_2}^{E_0}(\eta)$, учитывающими ангармоничность /4/.

Представляет интерес исследовать влияние двухфононных состояний на силовую функцию в области энергии связи нейтрона, что и является целью настоящей работы. Кроме того, рассмотрено влияние гигантского дипольного резонанса /ГДР/ на силовую функцию в указанной области энергии возбуждения. Расчет приведенных радиационных ширин в области энергии связи нейтрона дает возможность провести сравнение с экспериментальными данными.

Расчеты сделаны в рамках квазичастично-фононной модели с помощью подхода, подробно описанного в работе /2/.

Использованный гамильтониан имеет следующий вид /5/:

$$H = \sum_g \omega_g Q_g^+ Q_g - \frac{1}{2} \sum_g \sum_{\nu\nu'} [\Gamma_{\nu\nu'}^g \cdot B_{\nu\nu'} \cdot (Q_g^+ + Q_g) + h.c.], \quad /1/$$

где Q_g^+ - оператор рождения фотона $g \equiv \lambda \mu j$ с энергией ω_g , j - номер фонона мультипольности $\lambda \mu$. Явный вид операторов $B_{\nu\nu'}$ и величин $\Gamma_{\nu\nu'}^g$, характеризующих фононы, приводится в работе /5/. Волновая функция имеет вид:

$$\psi(\Gamma^\pi K) = \left\{ \sum_{g_1} C_{g_1}^i Q_{g_1}^+ + \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{g_1 g_2} D_{g_1 g_2}^i Q_{g_1}^+ Q_{g_2}^+ \right\} \psi_0. \quad /2/$$

Здесь $C_{g_1}^i$ и $D_{g_1 g_2}^i$ - амплитуды однофононных и двухфононных компонент, ψ_0 - фононный вакуум. Для силовой функции приведенной вероятности $E1$ -переходов было использовано следующее выражение /2/:

$$b_{0^+ \rightarrow 1^-}(E1, \eta) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Im} \frac{\begin{vmatrix} 0 & L_{gg'} \\ L_{gg'} & |(\omega_g - z)\delta_{gg'} - K_{gg'}| \end{vmatrix}}{|\omega_g - z)\delta_{gg'} - K_{gg'}|} \quad z = \eta + i \frac{\Delta}{2} \quad /3/$$

Явный вид величин $L_{gg'}$, $K_{gg'}$ и остальные обозначения даны в работе /2/. При выводе /3/ проводилось усреднение /5/ по конечным состояниям ядра с функцией Лоренца $\rho(\eta - \eta_i) =$

$$= \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{\Delta}{(\eta - \eta_i)^2 + (\Delta/2)^2}, \quad \text{где } \Delta - \text{ параметр усреднения.}$$

Для вычисления приведенных радиационных ширин было использовано выражение /6/

$$\langle k(E\lambda) \rangle = \sum_{\nu \in \Delta_\gamma} \Gamma_{\gamma_0}(E\lambda, \eta_\nu) / (E_\gamma^{2\lambda+1} A^{2/3\lambda} \Delta_\gamma) (\text{МэВ})^{-(2\lambda+1)}, \quad /4/$$

где

$$\sum_{\nu \in \Delta_\gamma} \Gamma_{\gamma_0}(E1, \eta_\nu) = 0,35 \int_{E_\gamma - \frac{1}{2}\Delta_\gamma}^{E_\gamma + \frac{1}{2}\Delta_\gamma} \eta^3 b(E1, \eta) d\eta(\text{эВ}). \quad /5/$$

Расчет силовой функции /3/ выполнен для дипольных переходов ^{178}Hf в энергетической области 5,5-10 МэВ с параметром усреднения $\Delta = 0,1$ МэВ. Параметры среднего поля, константы парного и мультиполь-мультипольного взаимодействия и эффективные заряды такие же, как и в /2,3/.

Было исследовано влияние обрезания фононного базиса на силовую функцию $b_{0^+ \rightarrow 1^-}(E1, \eta)$ с учетом ангармоничности. Из-за ограниченных возможностей ЭВМ в однофононном базисе для каждой мультипольности включены самые коллективные фононы. Их количество не превышает 30. Расчеты приведены для двух разных фононных базисов. В первом случае в однофононном базисе почти все отобранные фононы мультипольности $\lambda_\mu = 11$ находятся в энергетическом интервале 5,5-9 МэВ. Из энергетической области ГДР включены только три самых коллективных фонона. Во втором случае было использовано приблизительно равное количество фононов из низкоэнергетической области /11 фононов/ и из области ГДР /18 фононов/. Полученные силовые функции показаны на рис. 1, где штриховая линия соответствует силовой функции для первого случая, а сплошная линия соответствует второму случаю. Видно, что обе кривые довольно близки в энергетической области до 9 МэВ. При некоторых энергиях наблюдаются локальные расхождения, как, например, в области 7,5-7,8 МэВ. Поскольку точность расчета энергии в рамках квазичастично-фононной модели сравнима с величиной этого энергетического интервала, то нет оснований придавать полученным расхождениям определенный физический

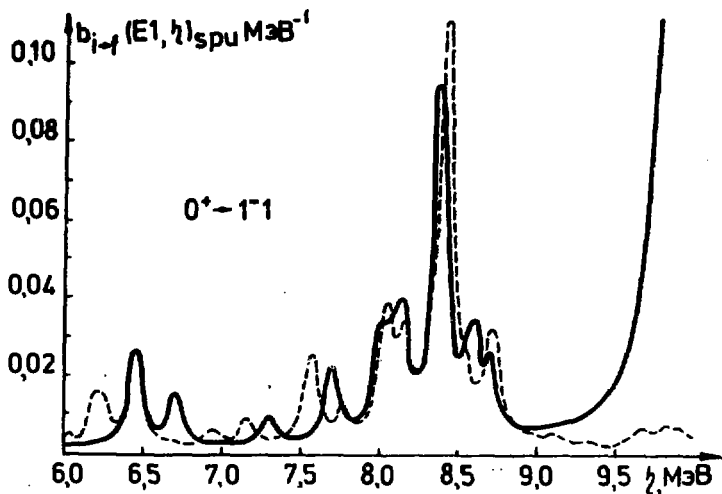


Рис. 1. Силловые функции $b_{0^+ \rightarrow 1^-1}(E1, \eta)$ приведенных вероятностей перехода $0^+ \rightarrow 1^-1$ с учетом ангармоничности. Сплошная кривая соответствует расчету, в котором учтены 11 фононов из области энергии связи нейтрона и 18 фононов из области ГДР. Штриховая кривая соответствует фоновому базису с 27 фононами в интервале 5,5-9 МэВ и 3 фононами из области ГДР.

смысл. Отсюда можно сделать вывод о том, что силовая функция $E1$ -перехода для ^{176}Hf в области энергии связи нейтрона очень слабо зависит от фононов, энергия которых находится в области ГДР. Поэтому при дальнейшем исследовании $b(E1, \eta)$ в области энергии связи нейтрона был использован однофононный базис, составленный в основном из фононов с энергией 5,5-9 МэВ.

Рассмотрим влияние ангармоничности на силовую функцию $b(E1, \eta)$ в энергетическом интервале 5,5-10 МэВ. На рис. 2 показана силовая функция, вычисленная в однофононном приближении и с учетом ангармоничности описывающая вероятность перехода $0^+ \rightarrow 1^-1$. То же самое для перехода $0^+ \rightarrow 1^-0$ показано на рис. 3. Видно, что учет ангармоничности приводит к некоторым локальным изменениям в форме кривых, но их общий вид остается довольно близким к силовым функциям, соответствующим однофононному приближению. Это можно увидеть и из сравнения приведенных вероятностей пе-

реходов
$$V(E1) = \int_{\eta_1}^{\eta_2} b(E1, \eta) d\eta = S,$$
 соответствующих полному энергетическому интервалу $[\eta_1, \eta_2] = [5,5 \text{ МэВ}, 10 \text{ МэВ}]$, рассчитан-

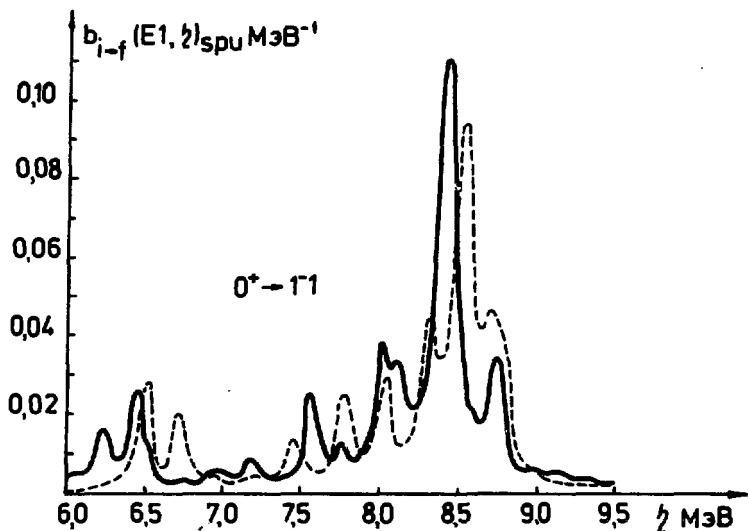
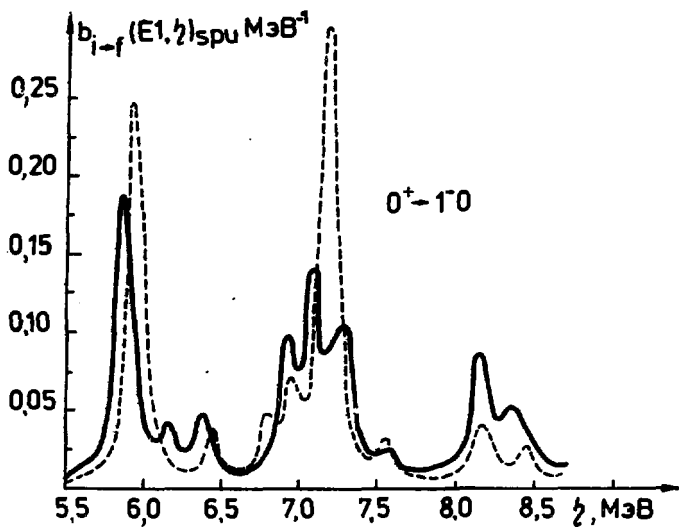


Рис.2. Силовые функции $b_{0^+ \rightarrow 1^-}(E1, \eta)$ для перехода $0^+ \rightarrow 1^-$. Сплошная кривая соответствует расчету с учетом ангармоничности, а штриховая кривая - RPA.



ных в приближении RPA и с учетом ангармоничности, а также из сравнения соответствующих энергетически взвешенных сумм

$$S_1 = \int_{\eta_1}^{\eta_2} \eta b(E_1, \eta) d\eta. \quad \text{Результаты показаны в таблице. Для пере-}$$

Таблица

Суммы $S = \int_{\eta_1}^{\eta_2} b(E_1, \eta) d\eta$ и энергетически взвешенные
суммы $S_1 = \int_{\eta_1}^{\eta_2} \eta b(E_1, \eta) d\eta$ вероятности перехода в энер-
гетическом интервале 5,5-10 МэВ. Расчеты сделаны
в RPA и с учетом ангармоничности (ANH)

| | S (спу) | | S ₁ / спу. МэВ/ | |
|------------------------|---------|-------|----------------------------|------|
| | RPA | ANH | RPA | ANH |
| $0^+ \rightarrow 1^-0$ | 0,15 | 0,16 | 1,0 | 1,2 |
| $0^+ \rightarrow 1^-1$ | 0,055 | 0,056 | 0,46 | 0,48 |

хода $0^+ \rightarrow 1^-0$ величина S, вычисленная в энергетическом интервале 5,5-10 МэВ, при включении ангармонических эффектов увеличивается приблизительно на 10% по сравнению с гармоническими расчетами. Энергетически взвешенная сумма в том же интервале увеличивается на 15%. Для другой ветви E_1 -перехода эти суммы изменяются на 2-3%.

При помощи /4-5/ рассчитаны средние приведенные радиационные ширины $\bar{\kappa}_{E_1}$ для ^{176}Hf . При выборе параметра усреднения Δ_γ надо иметь в виду, что $\Delta_\gamma \geq 2$ МэВ не позволит учесть структурные особенности силовой функции в рассматриваемой области, а усреднение по $\Delta_\gamma < 0,1$ МэВ не имеет смысла из-за ограниченности на точность расчета энергий в рамках квазичастично-фононной модели. Расчеты показали, что $\Delta_\gamma = 0,5$ МэВ является оптимальной величиной этого параметра. В результате для приведенной радиационной ширины в гармоническом приближении получаем $\bar{\kappa}_{E_1} = 0,9 \cdot 10^{-9}$ МэВ⁻³, а при учете ангармоничности $\bar{\kappa}_{E_1} = 0,8 \cdot 10^{-9}$ МэВ⁻³. Методические расчеты показали, что влияние ангармоничности на $\bar{\kappa}_{E_1}$ сильно зависит от выбора энергии E_γ и Δ_γ . Изменение Δ_γ в пределах 0,2-1,5 МэВ приводит к изменению величины $\bar{\kappa}_{E_1}$ приблизительно в два раза. В настоящее

◀ Рис.3. Силовые функции $b_{0^+ \rightarrow 1^-}(E_1, \eta)$ для перехода $0^+ \rightarrow 1^-0$. Обозначения те же, что и на рис.2.

время экспериментальные данные с \bar{k}_{E1} для деформированных ядер довольно скудны⁷⁷, и для ^{176}Hf отсутствуют. Из сравнения существующих данных видно, что для разных ядер они меняются в пределах 10%. Поэтому сравним рассчитанные \bar{k}_{E1} с существующей экспериментальной оценкой для ^{178}Hf . На основе модели Акселя-Бринка⁷⁸, одночастичного выражения⁷⁹ для \bar{k}_{E1} и измеренных интенсивностей E1-переходов для этого ядра в работе⁷⁷ получено $\bar{k}_{E1} = 15,8 \pm 1,3 \cdot 10^{-9} \text{ МэВ}^{-3}$. Различие между рассчитанным и экспериментальным значениями радиационной ширины, возможно, связано с тем, что вычисления были проведены для прямых E1-переходов, а экспериментальное значение \bar{k}_{E1} определялось из интенсивности переходов на низколежащие возбужденные состояния с разными $I^{\pi}K$. Чтобы сделать более определенные выводы о приведенных радиационных ширинах, необходимо вычислить \bar{k}_{E1} для большего числа деформированных ядер.

В заключение можно сделать следующие выводы. Влияние хвоста ГДР на силовую функцию в области энергии связи нейтрона для ^{176}Hf очень слабое. Учет ангармоничности приводит к сравнительно небольшим изменениям силовой функции вероятности перехода $b(E1, \eta)$, а следовательно, и к небольшим изменениям приведенной ширины: силовой функции в области энергии связи нейтрона.

Автор выражает благодарность В.Г.Соловьеву и Л.А.Малову за ценные советы и обсуждения, а также благодарит В.В.Воронова, В.О.Нестеренко и Н.Ю.Ширикову за полезные дискуссии и предоставленные вычислительные программы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кырчев Г., Малов Л.А. Изв. АН СССР, сер.физ., 1979, 43, с.107.
2. Китипова В., Малов Л.А., Ширикова Н.Ю. Изв. АН СССР, сер.физ. 1980, 44, с.1915.
3. Китипова В., Малов Л.А., Ширикова Н.Ю. ОИЯИ, Р4-81-141, Дубна, 1981.
4. Малов Л.А. В кн.: Тезисы 31 совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Самарканд, 1981, с.193.
5. Malov L.A., Soloviev V.G. Nucl.Phys., 1976, A270, p.87; Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, 9, с.580.
6. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Voronov V.V. Nucl.Phys., 1978, A304, p.503; Нестеренко В.О. ОИЯИ, Р4-12490, Дубна, 1979.
7. Stefanon J., Corvi F. Nucl.Phys., 1977, A281, p.240.
8. Axel P. Phys.Rev., 1962, 126, p.671.
9. Bartholomew G.A. Ann.Rev.Nucl.Sci., 1961, 11, p.259.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 апреля 1981 года.