

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4-89-76

В.В.Воронов, В.А.Кнатько*

**ОБ АНОМАЛЬНОМ УСИЛЕНИИ
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ E1-ПЕРЕХОДОВ
В ^{144}Nd**

Направлено в журнал "Известия АН СССР"
и Оргкомитет 39 Совещания по ядерной
спектроскопии и структуре атомного ядра,
Ташкент, апрель 1989 г.

* Институт физики АН БССР, Минск

В работах /1-3/ при изучении спектров γ -квантов при радиационном захвате нейтронов ядром ^{143}Nd обнаружено anomальное усиление первичных γ -переходов на уровни 2_2^+ и 4_1^+ из s-резонансов ^{144}Nd со значениями спинов и четности $J_1^\pi = 3^-, 4^-$. В настоящей работе дается объяснение такого anomального усиления E1-переходов.

Анализ экспериментальных данных проводился на основе расчетов, выполненных в рамках квазичастично-фононной модели ядра (КФМ) /4/. Так как подробное описание КФМ можно найти в /4/, ограничимся только ее кратким описанием.

Гамильтониан КФМ включает в себя среднее поле в форме потенциала Саксона-Вудса, спаривательное взаимодействие и эффективные остаточные мультипольные и спинмультипольные силы. Волновые функции возбужденных состояний четно-четных сферических ядер имеют вид

$$\Psi_\nu(JM) = \left\{ \sum_1 R_1(J\nu) Q_{JM1}^+ + \sum_{\substack{\lambda_1 \lambda_2 \\ i_1 i_2}} [Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+] \right\}_{JM} P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1} \Psi_0, \quad (1)$$

где Ψ_0 - волновая функция фононного вакуума, $Q_{\lambda\mu i}^+$ - оператор рождения фононов:

$$Q_{\lambda\mu i}^+ = \frac{1}{2} \sum_{j_1 j_2} \{ \psi_{j_1 j_2}^{\lambda i} [\alpha_{j_1 m_1}^+ \alpha_{j_2 m_2}^+] \}_{\lambda\mu} (-)^{\lambda-\mu} \phi_{j_1 j_2}^{\lambda i} [\alpha_{j_2 m_2} \alpha_{j_1 m_1}]_{\lambda-\mu}. \quad (2)$$

Здесь α_{jm}^+ (α_{jm}) - оператор рождения (уничтожения) квазичастиц. Уравнения для нахождения энергий и коэффициентов R и P даны в /4/. Величина двухквазичастичной компоненты $\{j_1 j_2\}_J$ со спином J состояния ν , описываемого волновой функцией (1), равна

$$\Phi_{j_1 j_2}(J, \eta_\nu) = \frac{1}{2} \left\{ \sum_1 R_1(J\nu) \psi_{j_1 j_2}^{j_1 i_2} \right\}. \quad (3)$$

При промежуточных и высоких энергиях возбуждения, когда плотность уровней достаточно велика, вместо величины (3) удобно использовать силовую функцию:

$$\Phi_{J_1 J_2}(J, \eta) = \sum_{\nu} \Phi_{J_1 J_2}(J, \eta_{\nu}) \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta}{(\eta - \eta_{\nu})^2 + \Delta^2/4} \quad (4)$$

Используя аналитические свойства коэффициентов R, можно получить явное выражение для $\Phi_{J_1 J_2}(J, \eta)$ через параметры гамильтониана КФМ /4/. Величина энергетического интервала усреднения Δ определяет способ представления результатов.

Зная волновые функции начального и конечного состояний, нетрудно вычислить приведенную вероятность электромагнитного перехода мультипольности λ :

$$B(\lambda, J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_i + 1} \sum_{\mu M_i M_f} |\langle J_f M_f | M(E\lambda) | J_i M_i \rangle|^2 \quad (5)$$

Здесь $M(E\lambda)$ - оператор электромагнитного перехода.

В настоящей работе при расчетах использовался слегка модифицированный по сравнению с работой /5/ набор параметров КФМ. Расчеты выполнены с программой GIRES, описание которой дано в /6/.

Структура низколежащих состояний ^{144}Nd неоднократно исследовалась в различных теоретических моделях /5-8/ (смотри ссылки в работе /8/). Для полнокровного спектроскопического расчета волновая функция (1) слишком проста, но для интересующих нас состояний ее сложность достаточна.

Экспериментальные и рассчитанные нами энергии нижайших уровней 2^+ и 4^+ показаны на рис.1. Некоторое завышение энергий уровней 2^+ и $4^+_{1,2}$, полученное в теоретических расчетах, объясняется тем, что мы не учитывали трехфононные компоненты в волновых функциях. Для структуры обсуждаемых состояний мы получаем следующее. В структуре уровня 2^+_1 81,5% составляет однофононная компонента Q^+_{21} , 8,3% -

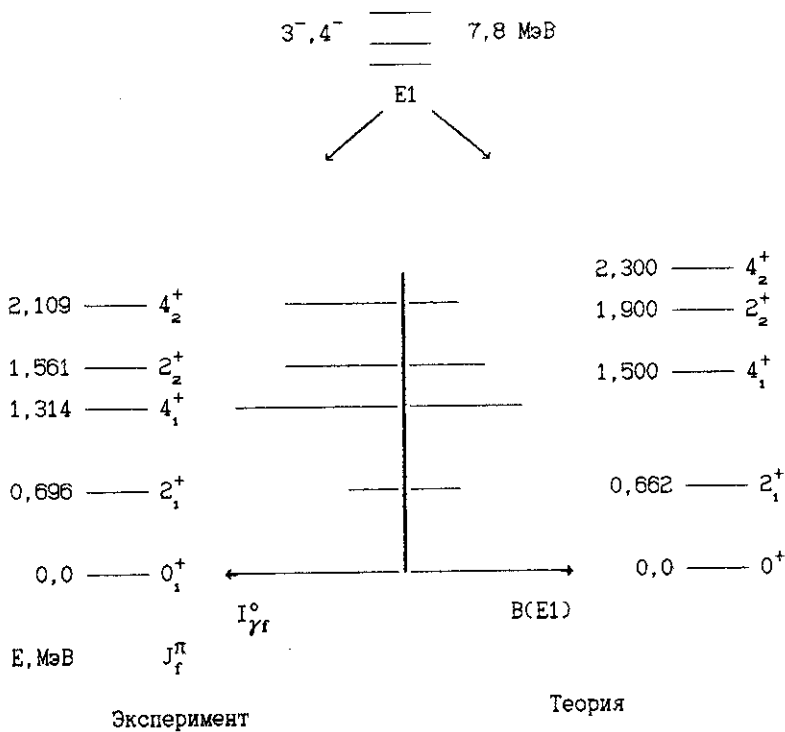


Рис. 1. Спектр низколежащих состояний ^{144}Nd ; относительные интенсивности (эксперимент/2/) и приведенные вероятности (расчет) E1-переходов на низколежащие уровни.

двухфонная компонента $Q_{21}^+ @ Q_{21}^+$ и 5,3% - компонента $Q_{21}^+ @ Q_{41}^+$. Для второго уровня 2^+ доминирующими в ее структуре являются компоненты Q_{22}^+ (64,7%) и $Q_{21}^+ @ Q_{21}^+$ (26,7%). Кроме того, 6,1% составляет компонента $Q_{21}^+ @ Q_{41}^+$. Структура состояния 4_1^+ определяется двумя основными компонентами: Q_{41}^+ (56,2%) и $Q_{21}^+ @ Q_{21}^+$ (41,4%).

Для приведенных вероятностей E2-переходов у нас получается: $B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+) = 710 e^2 \text{фм}^4$; $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+) = 9,4 e^2 \text{фм}^4$; $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) = 370 e^2 \text{фм}^4$. Экспериментальные B(E2)-величины в единицах $e^2 \text{фм}^4 / 7,8$ равны, соответственно, 987 ± 45 , 6, 717 ± 45 .

Как отмечалось выше, низколежащие состояния $2^+, 4^+$ заселяются дипольными γ -квантами при распаде группы s-резонансов с $J^\pi = 3^-, 4^-$. Хотя расчет структуры отдельных нейтронных резонансов является практически невыполнимой задачей, можно вычислить энергетическое распределение силы конфигураций, с которых в соответствии с правилами отбора идут E1-переходы. Прежде всего мы проанализировали E1-переходы на низколежащие состояния, используя в качестве волновых функций функции однофононных состояний, рассчитанные в приближении случайных фаз. Как показывают расчеты, среди состояний 3^- из интервала энергии возбуждения $6-10$ МэВ только состояние с $E_x \sim 8,8$ МэВ связано относительно сильными E1-переходами с первым и вторым однофононными состояниями 2^+ . Они на один-два порядка превосходят другие E1-переходы. Причем переход на состояние $|Q_{22}^+\rangle$ в 2 раза сильнее, чем на $|Q_{21}^+\rangle$. Это объясняется структурой начальных и конечных состояний. Вышеупомянутое состояние 3^- является практически чисто двухквазичастичным нейтронным состоянием $\{2f_{7/2}, 2g_{9/2}\}$. Состояние $|Q_{21}^+\rangle$ коллективное и его структура определяется суперпозицией большого числа двухквазичастичных конфигураций, среди которых нейтронная конфигурация $\{2f_{7/2}, 2f_{7/2}\}$ исчерпывает около 37%. В структуре $|Q_{22}^+\rangle$ доминируют нейтронная конфигурация $\{2f_{7/2}, 2f_{7/2}\}$ (46,5%) и протонная конфигурация $\{2d_{5/2}, 2d_{5/2}\}$ (50,8%). Из-за большого дипольного одночастичного матричного элемента $\langle 2f_{7/2} | M(E1) | 2g_{9/2} \rangle$ (этот матричный элемент в 2,4 раза превосходит среднюю величину одночастичных дипольных матричных элементов в ^{144}Nd) E1-переходы на состояния $2_{1,2}^+$ усилены. Хотя вышеупомянутый переход $f_{7/2} \rightarrow g_{9/2}$ и доминирует, в матричный элемент E1-перехода на состояние 2_1^+ из-за его коллективной природы дает вклад большое число нейтронных и протонных компонент с разными знаками, что несколько уменьшает его величину. Во втором состоянии $|Q_{22}^+\rangle$ фоновая амплитуда $\Psi(2f_{7/2}, 2f_{7/2})$ изменяет свой знак и происходит когерентное сложение вкладов нейтронной и протонной компонент. В результате $B(E1; 3^- \rightarrow 2_2^+)$ примерно в два раза больше $B(E1; 3^- \rightarrow 2_1^+)$.

В структуру нейтронных резонансов дает вклад большое число двухквaziчастичных и более сложных компонент волновых функций. Мы рассчитали, используя формулу (4), фрагментацию двухквaziчастичных компонент с $J^{\Pi}=3^-, 4^-$, с которых могут идти E1-переходы на низколежащие состояния $2^+, 4^+$. В области энергии связи нейтрона 7,8 МэВ сосредоточена основная сила конфигураций $\{2f_{7/2}, 2g_{9/2}\}_{3^-, 4^-}$, которые должны давать усиление при E1-переходах. Для такой конфигурации 3^- распределение силы приведено на рис. 2. В области энергии связи нейтрона в ^{144}Nd нет концентрации других двухквaziчастичных конфигураций. Таким образом, распадом через вышеупомянутые конфигурации можно объяснить наблюдаемые усиленные E1-переходы. Однако переходы могут идти также и через двухфононные компоненты начальных и конечных состояний. Наши расчеты с волновыми функциями (1) показывают, что учет двухфононных компонент не приводит к качественному изменению картины. E1-переходы на двухфононные компо-

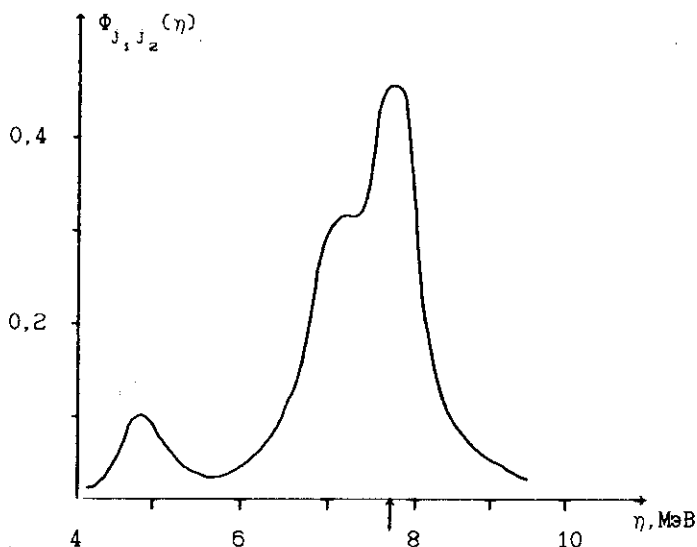


Рис. 2. Распределение силы двухквaziчастичной нейтронной конфигурации $\{2f_{7/2}, 2g_{9/2}\}_{3^-}$ в ^{144}Nd .

ненты низколежащих состояний с трехфононных компонент, включающих примеси дипольного резонанса для переходов с энергией, меньшей энергии гигантского дипольного резонанса, подавлены. Здесь просто реализуется известный механизм /9/ ослабления изовекторных E1-переходов между изоскалярными коллективными состояниями.

Для переходов на уровень 4_1^+ , в структуре которого более 50% нормировки исчерпывает нейтронная конфигурация $\{2f_{7/2}, 2f_{7/2}\}$, реализуется тот же самый, что и для уровней 2^+ , механизм.

На рис. 1 показаны экспериментальные относительные интенсивности и рассчитанные нами величины $B(E1)$. Как видно из рис. 1, экспериментальные и теоретические величины хорошо коррелируют между собой.

Следует отметить, что на важную роль конфигурации $\{2f_{7/2}, 2g_{9/2}\}$ в захватных состояниях указывает и анализ экспериментальных данных, выполненный с волновыми функциями в виде разложения по базису модели "остов плюс кластер" /10/. При этом коэффициенты разложения являлись подгоночными параметрами при описании интенсивностей E1-переходов.

Таким образом, аномальное усиление E1-переходов в ^{144}Nd может быть объяснено структурными особенностями распадных и конечных состояний.

Авторы признательны проф. В. Г. Соловьеву за полезное обсуждение полученных результатов.

Литература

1. Raman S. et al. - In: Proc. 4th Intern. Symp. Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Subjects. Grenoble, France, 1981, p. 435.
2. Кононенко И. В. и др. - Изв. АН СССР, Сер. физ., 1986, т. 50, с. 883.
3. Мурзин А. В. - Изв. АН СССР, Сер. физ., 1988, т. 52, с. 2216.
4. Соловьев В. Г. - ЭЧАЯ, 1978, т. 9, с. 810;
Вдовин А. И., Соловьев В. Г. - ЭЧАЯ, 1983, т. 14, с. 237;
Воронов В. В., Соловьев В. Г. - ЭЧАЯ, 1983, т. 14, с. 1381.

5. Вдовин А. И., Стоянов Ч. - Изв. АН СССР, Сер. физ., 1974, т. 38, с. 2598.
6. Пономарев В. Ю., Стоянова О., Стоянов Ч. - ОИЯИ Р4-81-704, Дубна, 1981.
7. Вдовин А. И., Стоянов Ч. - Изв. АН СССР, Сер. физ., 1975, т. 39, с. 1618.
8. Jupta J. V. et al. - Nucl. Phys., 1988, v. A484, p. 189.
9. Бор О., Моттelson Б. - Структура атомного ядра, М.: Мир, т. 2.
10. Князько В. А. и др. - Изв. АН СССР, Сер. физ., 1987, т. 51, с. 926.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 февраля 1989 года.