

ОПИСАНИЕ ГАМОВ-ТЕЛЛЕРОВСКИХ РЕЗОНАНСОВ В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

В.Г.Соловьев, А.В.Сушков, Н.Ю.Ширикова

В приближении хаотичных фаз рассчитаны силовые функции (p, n) и (n, p) переходов в ^{162}Dy , $^{166,168}\text{Er}$ и ^{238}U . Показано, что максимум ГТР находится при энергии 17 – 18 МэВ, в нем сосредоточено около 50% его силы. В низкоэнергетической части локализовано около 30% силы ГТР.

В последние годы экспериментально обнаружены гамов-теллеровские резонансы (ГТР) и зарядово-обменные резонансы электрического типа во многих атомных ядрах ^{1, 2}. Их характеристики рассчитаны для нескольких магических ядер. Описание зарядово-обменных резонансов можно провести в квазичастично-фононной модели ядра ^{3, 4}, таким же путем как в ⁵, где введены нейтрон-протонные фононы для вычислений $T_{>}$ гигантского дипольного резонанса в сферических ядрах. В настоящей работе в приближении хаотичных фаз получим уравнения для описания ГТР и вычислим силовые функции (p, n) и (n, p) реакций для ряда деформированных ядер.

Гамильтониан квазичастично-фононной модели ядра состоит из среднего поля ядра в форме потенциала Саксона – Вудса, спаривательного взаимодействия, мультиполь-мультипольного и спин-мультиполь-спин-мультипольного взаимодействий. Часть спин-мультиполь-спин-мультипольного взаимодействия возьмем в виде

$$\kappa_1^{(1)} (t_1^+ t t_2^- + t_1^- t_2^+) \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2, \quad (1)$$

где $\kappa_1^{(1)}$ – константа изовекторного взаимодействия, $t^\pm = t_x \pm i t_y$. Гамильтониан модели преобразуем к такому же виду как в ⁵.

Проведем преобразование Боголюбова и введем операторы np -фононов

$$\Omega_{\rho\mu i} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{rs} \{ \psi_{rs}^{\mu i} A(rs, \mu\rho) - \varphi_{rs}^{\mu i} A^+(rs, \mu - \rho) + \bar{\psi}_{rs}^{\mu i} \bar{A}(rs, \mu\rho) - \bar{\varphi}_{rs}^{\mu i} \bar{A}^+(rs, \mu - \rho) \}, \quad (2)$$

где

$$A(rs, \mu\rho) = \sum_{\rho'} \delta_{\rho'\rho} (K_r - K_s); \rho\mu \alpha_s \cdot \rho' \alpha_{r\rho'},$$

$$\bar{A}(rs, \mu\rho) = \sum_{\rho'} \delta_{\rho'\rho} (K_r + K_s); \rho\mu \alpha_{r\rho'} \cdot \alpha_{s-\rho'},$$

$\alpha_{r\rho}$ — оператор поглощения квазичастиц, через r и s обозначим квантовые числа протонных и нейтронных одночастичных состояний, $\rho = \pm 1$.

Уравнения для определения энергии $\Omega_{\mu i}$ np -однофононных состояний в приближении хаотичных фаз имеют следующий вид:

$$F(\Omega_{\mu i}) = (1 - \kappa_1^{(1)} X_1^{\mu i})(1 - \kappa_1^{(1)} X_2^{\mu i}) - (\kappa_1^{(1)} X_{12}^{\mu i})^2 = 0, \quad (3)$$

где

$$X_1^{\mu i} = \sum_{rs} 4 \{ (f_{rs}^{\mu})^2 + (\bar{f}_{rs}^{\mu})^2 \} \left\{ \frac{u_r^2 v_s^2}{\epsilon(rs) - \Omega_{\mu i}} + \frac{v_r^2 u_s^2}{\epsilon(rs) + \Omega_{\mu i}} \right\}, \quad (4)$$

$$X_2^{\mu i} = \sum_{rs} 4 \{ (f_{rs}^{\mu})^2 + (\bar{f}_{rs}^{\mu})^2 \} \left\{ \frac{v_r^2 u_s^2}{\epsilon(rs) - \Omega_{\mu i}} + \frac{u_r^2 v_s^2}{\epsilon(rs) + \Omega_{\mu i}} \right\}, \quad (4')$$

$$X_{12}^{\mu i} = \sum_{rs} 4 \left\{ (f_{rs}^{\mu})^2 + (\bar{f}_{rs}^{\mu})^2 \right\} \left\{ \frac{1}{\epsilon(rs) - \Omega_{\mu i}} + \frac{1}{\epsilon(rs) + \Omega_{\mu i}} \right\} u_r v_s v_r u_s, \quad (5)$$

$\epsilon(rs) = \epsilon(r) + \epsilon(s)$, $\epsilon(r)$ — квазичастичная энергия, u_r, v_r — коэффициенты преобразования Боголюбова, матричные элементы имеют вид $f_{rs}^{\mu} = \langle r\rho | \alpha_{\mu} t^{-} | s\rho \rangle$, $\bar{f}_{rs}^{\mu} = \langle r\rho | \alpha_{\mu} t^{-} | s-\rho \rangle$.

Используем метод силовой функции (см. ^{3,4}) и получаем силовые функции (n, p) и (p, n) переходов в виде

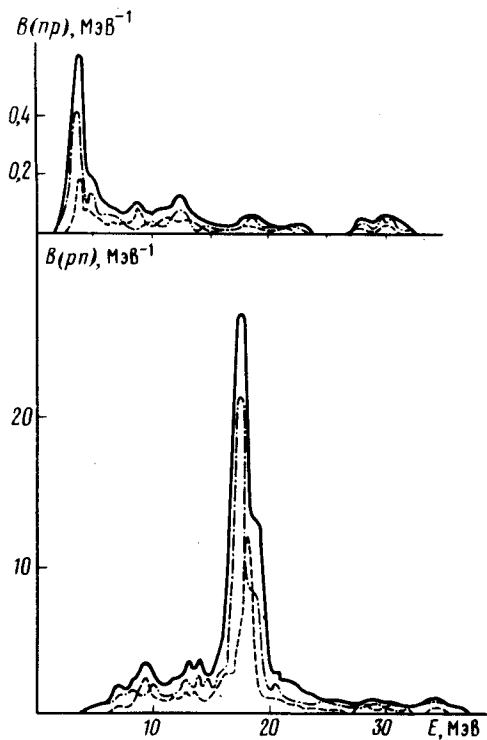
$$B(np) = \frac{1}{\pi} \text{Im} \left\{ \frac{1 - \kappa_1^{(1)} X_1(z)}{2\kappa_1^{(1)} F(z)} \Big|_{z = \Omega + i\Delta/2} \right\}, \quad (6)$$

$$B(pn) = \frac{1}{\pi} \text{Im} \left\{ \frac{1 - \kappa_1^{(1)} X_2(z)}{2\kappa_1^{(1)} F(z)} \Big|_{z = \Omega + i\Delta/2} \right\}, \quad (7)$$

где Δ — параметр размазывания.

Расчеты выполнены для ¹⁶²Dy, ^{166, 168}Er и ²³⁸U с наибольшим возможным числом одночастичных уровней. Параметры потенциала Саксона — Вудса и константы спаривания взяты такими же как в ⁴, $\kappa_1^{(1)} = 17/A$ МэВ, что меньше значений приведенных в ^{1, 2, 6}, из-за учета большого числа одночастичных состояний.

Результаты вычислений продемонстрируем на примере ¹⁶⁶Er, которые даны на рисунке. На нем приведены рассчитанные с $\Delta = 0,5$ МэВ силовые функции (n, p) переходов и (p, n) переходов с возбуждением ГТР. Сила ГТР распределена в области 5 — 40 МэВ и имеют сильный максимум при энергии 17,4 МэВ относительно основного состояния ядра-мишени. Этот максимум расположен на 0,7 МэВ выше изобараналогового состояния ⁷ и близок к экспериментально измеренному значению. Для ¹⁶⁸Er и ¹⁶²Dy максимум лежит выше изобараналого-



Силловые функции (n, p) и (p, n) реакций на ^{166}Er ; штриховой линией показана силловая функция с $I^\pi K = 1^+ 0$, штрих-пунктирной — с $I^\pi K = 1^+ 1$, сплошная кривая — их сумма

вого состояния на 1,7 и 1,1 МэВ. В распределении силы ГТР можно выделить низкоэнергетическую часть (5 – 16 МэВ), область максимума (16 – 19 МэВ) и высоко энергетическую часть (19 – 40 МэВ), вклад которых составляет 31%, 51% и 18%, соответственно. Такое распределение силы существует для всех рассчитанных ядер. Центроид энергии низкоэнергетической части равен 11,7 МэВ, он ниже максимума ГТР на 5,7 МэВ. Согласно расчетным около 1% силы в ^{168}Er и ^{238}U находятся при энергии около 50 МэВ. В деформированных ядрах ГТР состоит из компонент с $I^\pi K$ равным $1^+ 0$ и $1^+ 1$, которые расщеплены на 0,6 МэВ для ^{166}Er и на 0,3 МэВ для ^{238}U . По сравнению со сферическими ядрами имеет место небольшое уширение максимума ГТР и увеличение доли его силы в низкоэнергетической области. Сила (n, p) переходов распределена в области 2 – 30 МэВ с центроидом энергии 12 МэВ для ядер редкоземельной области и 15 МэВ для ^{238}U . Отношение $V(pn)/V(np)$ для ядер редкоземельных элементов, равно 20, для ^{238}U – 57. Для ГТР существует простое правило сумм⁸:

$$V(pn) - V(np) = 3(N - Z).$$

Наши расчеты для всех ядер дают исчерпывание 98 – 99% от $3(N - Z)$.

В заключение благодарим Л.А.Малова и В.А.Кузьмина за полезные обсуждения.

Литература

1. Doering R.R. et al. Phys. Rev. Lett., 1975, 35, 1691; Bainum P.E. et al. Phys. Rev. Lett., 1980, 44, 1751.
2. Horen D.J. et al. Phys. Lett., 1981, В99, 383; Caarde C. et al. Nucl. Phys., 1981, А 369, 258.
3. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, 9, 810; Soloviev V.G. Nucleonica, 1978, 23, 1149.
4. Малов Л.А., Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1980, 11, 301.
5. Кузьмин В.А., Соловьев В.Г. ЯФ, 1982, 35, 620.
6. Попотарев В.Ю. et al. Nucl. Phys., 1979, А 323, 446; Вдовин А.И. и др. ЯФ, 1979, 30, 923.
7. Jänecke J. et al. Nucl. Phys., 1983, А 399, 39.
8. Gaarde C. et al. Nucl. Phys., 1980, А 334, 248.