

4

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

2053/2-80

12/5-80

P4-80-44

В.Китипова, Л.А.Малов, Н.Ю.Ширикова

ПРОВЕРКА ГИПОТЕЗЫ АКСЕЛЯ-БРИНКА
ДЛЯ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДЕР
В КВАЗИЧАСТИЧНО-ФОНОННОЙ МОДЕЛИ ЯДРА

Направлено в "Известия АН СССР" /сер. физ./

1980

1. Гипотеза Акселя-Бринка была сформулирована [1] в связи с исследованием высокоэнергетических E1-переходов, сопровождающих реакцию нейтронного захвата в атомных ядрах. Согласно гипотезе, эти переходы той же самой природы, что и гигантский дипольный резонанс, проявляющийся в сечении фотоядерных реакций /гипотеза Акселя/. При этом силовая функция электромагнитного перехода зависит лишь от энергии γ -перехода и не зависит от энергии возбуждения ядра /гипотеза Бринка/. В соответствии с данной гипотезой силовые функции фотовозбуждения ядра из основного ($P_{0^+ \rightarrow h}$) и произвольного низколежащего l возбужденного ($P_{l \rightarrow h}$) состояний должны иметь одинаковую энергетическую зависимость, совпадающую также с силовой функцией прямых γ -переходов из нейтронных резонансов h на соответствующие состояния ядра, $h \rightarrow l, 0^+$ /рис.1/:

$$P_{0^+ \rightarrow h} = P_{l \rightarrow h} = P_{h \rightarrow 0^+} = P_{h \rightarrow l} \quad /1/$$

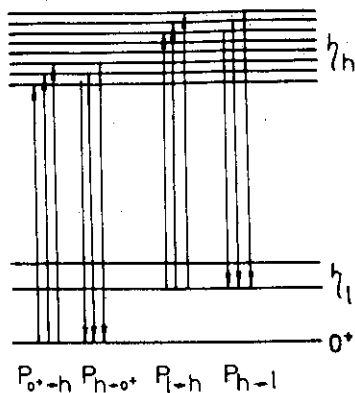


Рис.1. Определение силовых функций фотовозбуждения и электромагнитных переходов.

Непосредственную экспериментальную информацию можно получить, разумеется, лишь для $P_{0^+ \rightarrow h}$, $P_{h \rightarrow l}$ и $P_{h \rightarrow 0^+}$. Другими словами, можно представить, что на каждом возбужденном состоянии ядра /независимо от структуры этого состояния/ возбуждается гигантский резонанс той же самой формы, что и резонанс на основном состоянии. Имеется очень ограниченное число теоретических исследований, посвященных обоснованию гипотезы Акселя-Бринка.

В работе ^{12/} анализ этой гипотезы проводился с использованием гидродинамической модели. Было показано, что для тяжелых ядер можно ожидать по крайней мере приближенного выполнения данной гипотезы, в то время как для легких ядер она будет, по-видимому, нарушаться из-за большого влияния поверхности ядра на форму гигантского дипольного резонанса.

Экспериментальная проверка гипотезы Акселя-Бринка также представляет заметные трудности. До последнего времени она была проведена лишь частично для ряда сферических ядер с использованием реакции фотовозбуждения и нейтронного /или протонного/ захвата. Проверка выполнена для силовой функции в очень ограниченных энергетических интервалах η_B с учетом $E1$ - переходов на основное и отдельные нижайшие возбужденные состояния ядер. Обзор этих работ имеется в ^{13/}. В недавней работе ^{14/} проведена более детальная проверка этой гипотезы в реакции (p, γ) на ряде изотопов Ge, Sr, Y. Были получены силовые функции $E1$ - переходов в интервале 6-10 МэВ с усреднением по многим резонансам для переходов на различные низколежащие состояния ρ конечного ядра с широко известными значениями спина и четности I^π . В этой работе подтверждается выполнение гипотезы Акселя-Бринка. Отметим, что в работе ^{14/} проводилось усреднение по широкому энергетическому интервалу $\sim 1,2$ МэВ и, видимо, поэтому не было обнаружено отклонения силовой функции $\rho_{B \rightarrow \rho}(E1, \eta)$ от гладкой лоренцевской зависимости. Такие отклонения предсказаны в ^{15/}, где рассчитаны в рамках квазичастично-фононной модели радиационные силовые функции сферических ядер.

2. Целью настоящей работы является проверка гипотезы Акселя-Бринка для деформированных ядер. Рассмотрение ведется для четно-четных ядер в рамках квазичастично-фононной модели, применяющейся для описания низколежащих и высоколежащих состояний ядер, в том числе гигантских резонансов ^{16-10/}.

Известно, что с увеличением энергии возбуждения плотность ядерных состояний резко возрастает и исследование каждого из них представляло бы громоздкую задачу. С учетом того, что экспериментальное разрешение отдельных состояний в деформированных ядрах при энергиях выше 3-5 МэВ ограничено и из экспериментальных данных извлекаются их характеристики, усредненные по некоторому энергетическому интервалу, для описания свойств ядер при промежуточных и высоких энергиях возбуждения очень полезным и перспективным является метод силовых функций ^{17-10/}. Этот метод позволяет, в частности, непосредственно получить величину усредненной по энергии вероятности электромагнитных переходов между ядерными состояниями, минуя промежуточный этап решения систем сложных уравнений высокого ранга при детальном расчете каждого уровня. По-видимому, использование метода усреднения является единственной реальной возможностью для описания

с хорошей степенью точности свойств ядер при промежуточных и высоких энергиях возбуждения без существенного обрезания базиса ядерных состояний, что обычно делается при исследовании деформированных и сложных сферических ядер^{/11/}. Преимущества метода силовых функций позволяют провести исследование высоковозбужденных состояний ядер с выходом за рамки RPA, с учетом сложных конфигураций^{/12,13/} и поправок, связанных с точным выполнением принципа Паули^{/14/}.

3. Проверка применимости гипотезы Акселя-Бринка требует учета высших конфигураций в волновой функции возбужденных состояний. В настоящей работе мы ограничиваемся учетом двухфононных компонент и, не рассматривая влияния принципа Паули, записываем волновую функцию возбужденного состояния в виде

$$\Psi_n(K^\pi) = \left\{ \sum_g C_g^n Q_g^+ + \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{g_1 g_2} D_{g_1 g_2}^n Q_{g_1}^+ Q_{g_2}^+ \right\} \psi_0 \quad /2/$$

с условием нормировки

$$\sum_g (C_g^n)^2 + \sum_{g_1 g_2} (D_{g_1 g_2}^n)^2 = 1. \quad /3/$$

Здесь C_g^n и $D_{g_1 g_2}^n$ - амплитуды однофононных и двухфононных компонент, Q_g^+ - оператор рождения фонона $g \equiv \lambda \mu$, где j - номер фонона мультипольности $\lambda \mu$, ψ_0 - фононный вакуум. Индекс n обозначает номер возбужденного состояния ядра с фиксированными значениями проекции углового момента и четности K^π .

Гамильтониан модели имеет следующий вид^{/10,12/}:

$$H = \sum_g \omega_g Q_g^+ Q_g - \frac{1}{2} \sum_g \sum_{\nu \nu'} [\Gamma_{\nu \nu'}^g V_{\nu \nu'} (Q_g^+ + Q_g) + h.c.]. \quad /4/$$

Явный вид операторов $V_{\nu \nu'}$ и величин $\Gamma_{\nu \nu'}^g$, характеризующих фононы с энергией ω_g , приводится в работе^{/10/}.

Следуя^{/8/} и используя вариационный принцип, можно получить^{/10,12/} систему уравнений, определяющую энергии η_n и коэффициенты C_g^n и $D_{g_1 g_2}^n$ волновых функций ядерных состояний^{/2/}:

$$\left\{ \begin{aligned} (\omega_g - \eta_n) C_g^n - \sum_{g_1 g_2} U_{g_1 g_2}^g D_{g_1 g_2}^n &= 0, \\ (\omega_{g_1 g_2} - \eta_n) D_{g_1 g_2}^n - \sum_g U_{g_1 g_2}^g C_g^n &= 0, \end{aligned} \right. \quad /5/$$

где

$$U_{g_1 g_2}^g = \frac{1}{2} \langle Q_g H Q_{g_1}^+ Q_{g_2}^+ \rangle, \quad \omega_{g_1 g_2} \equiv \omega_{g_1} + \omega_{g_2}. \quad /6/$$

Условие разрешимости этой системы дает секулярное уравнение для энергий η_n :

$$\Theta(\eta_n) = \det \|(\omega_g - \eta_n) \delta_{gg'} - K_{gg'}\| = 0, \quad /7/$$

где

$$K_{gg'} = \sum \frac{U_{g_1 g_2}^g U_{g_1 g_2}^{g'}}{g_1 g_2 \omega_{g_1 g_2} - \eta_n}.$$

Для проверки гипотезы Акселя-Бринка следует сравнить силовую функцию приведенной вероятности дипольного фотопоглощения с силовой функцией E1-переходов из высоковозбужденных состояний ядра на фиксированное низколежащее состояние $(I^\pi K)_0$.

Приведенная вероятность E1-перехода из начального состояния $(I^\pi K)_i$ в конечное $(I^\pi K)_f$ имеет вид /10/

$$B_{i \rightarrow f}(E\lambda) = (I_i K_i \lambda \mu | I_f K_f)^2 (M_{i \rightarrow f})^2, \quad /8/$$

где

$$M_{i \rightarrow f} = \langle \psi_f(K^\pi) | \mathbb{M} | \psi_i(K^\pi) \rangle, \quad /9/$$

а \mathbb{M} - оператор электрического перехода. Величина /9/ для перехода из основного состояния на возбужденное /2/ имеет вид /10,12/

$$M_{0 \rightarrow f} = \frac{1}{2} \sum_g C_g^f \left(\frac{2 - \delta_{\mu 0}}{Y_g} \right)^{1/2} [e_{\text{eff}}^{(\lambda)}(n) X_g(n) + e_{\text{eff}}^{(\lambda)}(p) Y_g(p) X_g(p)] = \sum_g C_g^f L_{g_g}. \quad /10/$$

Все величины, входящие в /10/, определены в /10,12/, они характеризуют состояния фононного базиса, $e_{\text{eff}}^{(\lambda)}(n)$ и $e_{\text{eff}}^{(\lambda)}(p)$ - эффективные заряды. Для E1-перехода между произвольными состояниями /2/

$$M_{i \rightarrow f} = \sqrt{2} \sum_g (\sum_{g_f} C_{g_f}^f D_{g_g f}^i + \sum_{g_i} C_{g_i}^i D_{g_g i}^f) L_{g_g}. \quad /11/$$

Если рассматривать переходы лишь на нижайшие вибрационные состояния ядер, структура которых, как показано в /15/, для сильно-деформированных ядер близка к однофононным или суперпозиции малого числа однофононных, т.е.

$$\sum_{g_1 g_2} (D_{g_1 g_2}^f)^2 \ll \sum_{g_f} (C_{g_f}^f)^2 \approx (C_{g_f^0}^f)^2, \quad /12/$$

то /11/ можно упростить, отбросив сумму по g_i и значительно сократив суммирование по g_f .

Расчеты, выполненные в настоящей работе, проводились в рамках приближения /12/.

Введем силовые функции

$$b_{i \rightarrow f_0}(\text{E}\lambda, \eta) = \sum_i B_{i \rightarrow f_0}(\text{E}\lambda) \cdot \rho(\eta - \eta_i) = (I_i K_i \lambda \mu | I_{f_0} K_{f_0})^2 \sum_i (M_{i \rightarrow f_0})^2 \rho(\eta - \eta_i) \equiv \\ \equiv (I_i K_i \lambda \mu | I_{f_0} K_{f_0})^2 \cdot p_{i \rightarrow f_0}(\text{E}\lambda, \eta), \quad /13/$$

$$b_{0 \rightarrow f}(\text{E}\lambda, \eta) = \sum_f B_{0 \rightarrow f}(\text{E}\lambda) \cdot \rho(\eta - \eta_f) = \\ = \sum_f (M_{0 \rightarrow f})^2 \rho(\eta - \eta_f) \equiv p_{0 \rightarrow f}(\text{E}\lambda, \eta), \quad /14/$$

где

$$\rho(\eta - \eta_i) = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta}{(\eta - \eta_i)^2 + (\Delta/2)^2}, \quad /15/$$

Δ - параметр усреднения. Легко видеть, что силовые функции /13/-/14/ нормированы условиями

$$\int_{-\infty}^{\infty} b_{i \rightarrow f_0}(\text{E}\lambda, \eta) d\eta = \int_0^{\infty} b_{i \rightarrow f_0}(\text{E}\lambda, \eta) d\eta = \sum_i B_{i \rightarrow f_0}(\text{E}\lambda), \quad /13a/$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} b_{0 \rightarrow f}(\text{E}\lambda, \eta) d\eta = \int_0^{\infty} b_{0 \rightarrow f}(\text{E}\lambda, \eta) d\eta = \sum_f B_{0 \rightarrow f}(\text{E}\lambda). \quad /14a/$$

Подставляя /11/ в /13/ и учитывая /12/, получим

$$p_{i \rightarrow f_0}(\text{E}\lambda, \eta) = \sum_i \rho(\eta - \eta_i) | \sum_{g g_{f_0}} C_{g f_0}^i D_{g g_{f_0}}^i L_g |^2. \quad /16/$$

Здесь проводится усреднение по начальным состояниям i ; f_0 - фиксированное конечное состояние.

Учтем соотношение между секулярным уравнением для состояний η_i и коэффициентами $D_{g g_{f_0}}^i$ волновой функции /2/:

$$\frac{\partial \mathcal{F}(\eta_i)}{\partial \eta_i} = (D_{g g_{f_0}}^i)^{-2}, \quad /17/$$

где функция $\mathcal{F}(\eta_i)$ тождественно связана с $\Theta(\eta_i)$ /7/. Используя далее аналитические свойства функции /15/ и проведя некоторые преобразования, можно получить простое выражение для силовой функции Ел-перехода:

$$p_{i \rightarrow f_0}(\text{E}\lambda, \eta) = \frac{1}{\pi} \text{Im} \frac{\begin{vmatrix} -K_{00} & i & -K_{0g_i} \\ \dots & \dots & \dots \\ -K_{g_i 0} & i & |(\omega_{g_i} - z) \delta_{g_i g_i} - K_{g_i g_i}| \end{vmatrix}}{|(\omega_{g_i} - z) \delta_{g_i g_i} - K_{g_i g_i}|}, \quad /18/$$

где

$$K_{00} = \sum_{g g_{f_0}} \frac{(L_g C_{g_{f_0}}^{f_0})^2}{\omega_{g g_{f_0}} - z}, \quad K_{0g_i} = K_{g_i 0} = \sum_{g g_{f_0}} \frac{L_g C_{g_{f_0}}^{f_0} U_{g g_{f_0}}^{g_i}}{\omega_{g g_{f_0}} - z}, \quad /19/$$

$$z = \eta + i\Lambda/2.$$

Знаменателем правой части /18/ является определитель /7/ системы уравнений /5/ для начальных состояний /2/ $\Psi_i(K^n)$, ранг которой определяется числом однофоновых компонент g_i , в числителе - окаймленный определитель ранга $(g_i + 1)$. Полученное в /13/ выражение для силовой функции приведенной вероятности возбуждения состояний $(I^n K)_f$ можно привести к виду

$$b_{0^+ \rightarrow f}(\Lambda, \eta) = p_{0^+ \rightarrow f}(\Lambda, \eta) = \frac{1}{\pi} \text{Im} \frac{\begin{vmatrix} 0 & & & L_g \\ & \dots & & \\ & & & \\ L_g & & & |(\omega_g - z)\delta_{gg'} - K_{gg'}| \end{vmatrix}}{|(\omega_g - z)\delta_{gg'} - K_{gg'}|}. \quad /20/$$

Подчеркнем, что ранг детерминантов в /18/ и /20/ определяется g -размерностью базиса однофоновых компонент S_g^n , которая значительно меньше размерности базиса двухфоновых компонент $D_{g_1 g_2}^n$, и это существенно облегчает численные расчеты.

При исследовании гигантских резонансов важной характеристикой являются разного типа правила сумм. Нетрудно получить два модельно зависимых правила сумм, связывающих свойства гигантских резонансов, построенных на основном и возбужденных состояниях ядра:

$$(00 \lambda \mu | I_f K_f)^{-2} \cdot \sum_f B_{0^+ \rightarrow f}(\Lambda) = (I_{i_0} K_{i_0} \lambda \mu | I_f K_f)^{-2} \sum_f B_{i_0 \rightarrow f}(\Lambda) =$$

$$= (I_i K_i \lambda \mu | I_{f_0} K_{f_0})^{-2} \sum_i B_{i \rightarrow f_0}(\Lambda) = \sum_g L_g^2, \quad /21/$$

$$(00 \lambda \mu | I_f K_f)^{-2} \sum_f \eta_f B_{0^+ \rightarrow f}(\Lambda) = (I_{i_0} K_{i_0} \lambda \mu | I_f K_f)^{-2} \sum_f (\eta_f - \eta_{i_0}) B_{i_0 \rightarrow f}(\Lambda) =$$

$$= (I_i K_i \lambda \mu | I_{f_0} K_{f_0})^{-2} \sum_i (\eta_i - \eta_{f_0}) B_{i \rightarrow f_0}(\Lambda) = \sum_g \omega_g L_g^2. \quad /22/$$

Воспользовавшись /13а/-/14а/, получаем для силовых функций

$$\int_0^\infty p_{0^+ \rightarrow f}(\Lambda, \eta) d\eta = \int_0^\infty p_{i_0 \rightarrow f}(\Lambda, \eta) d\eta = \int_0^\infty p_{i \rightarrow f_0}(\Lambda, \eta) d\eta = \sum_g L_g^2, \quad /21а/$$

$$\int_0^\infty \eta p_{0^+ \rightarrow f}(\Lambda, \eta) d\eta = \int_0^\infty (\eta - \eta_{i_0}) p_{i_0 \rightarrow f}(\Lambda, \eta) d\eta =$$

$$= \int_0^\infty (\eta - \eta_{f_0}) p_{i \rightarrow f_0}(\Lambda, \eta) d\eta = \sum_g \omega_g L_g^2. \quad /22а/$$

Для выяснения полноты используемого однофононного базиса сумму /22/ и /22а/ необходимо сравнить с хорошо известной модельно независимой энергетически взвешенной суммой EWSR /8,10/.

Однако из правил сумм /21а/-/22а/ не следует априори выполнение гипотезы Акселя-Бринка, поскольку, являясь интегральными характеристиками, они однозначно не определяют энергетической зависимости силовых функций, которая в принципе может быть совершенно различной для различных состояний ядра / i_0 или f_0 /.

4. Для непосредственной проверки этой гипотезы были выполнены расчеты силовых функций /18/ и /20/ для ряда случаев в ядрах ^{176}Hf и ^{156}Gd . Параметры среднего поля и константы парного и мультиполь-мультипольного взаимодействий были взяты из /13,16/. Учитывалось около 100 нейтронных и 100 протонных одночастичных уровней среднего поля. Были взяты следующие значения эффективных зарядов:

$$e_{\text{eff}}^{(\lambda)}(n) = \begin{cases} \frac{N}{A} & \text{для } \lambda = 1, \\ 0 & \text{для } \lambda \neq 1, \end{cases} \quad e_{\text{eff}}^{(\lambda)}(p) = \begin{cases} -\frac{Z}{A} & \text{для } \lambda = 1, \\ 1 & \text{для } \lambda \neq 1. \end{cases}$$

При проведении расчетов были приняты следующие ограничения. Из всех фононов каждой мультипольности ($\lambda < 4$) учтены только наиболее коллективные, поскольку именно они прежде всего определяют поведение силовой функции в интересующей нас в данном случае области гигантского резонанса. Возможности ЭВМ позволили учитывать до 30 фононов каждой мультипольности, которые давали от 70% до 94% вклада в полную энергетически взвешенную сумму /22/ для всех фононов, полученных в приближении RPA.

Для двух ядер ^{176}Hf и ^{156}Gd были рассчитаны силовая функция /20/ возбуждения дипольного гигантского резонанса с $K^\pi = 0^-$ и 1^- и силовая функция /18/ для дипольных переходов из состояний с $(I^\pi K)_i = 3^-1, 3^-2, 3^-3$ и 1^-1 на нижайшее состояние с $(I^\pi K)_f = 2^+2$.

На рис. 2 и 3 представлены результаты расчетов силовых функций $b_{i \rightarrow f}(E1, \eta)$ для ^{176}Hf . На этих же рисунках для сравнения приведена силовая функция $b_{0 \rightarrow f}(E1, \eta)$, рассчитанная в приближении RPA. Сравнение силовых функций $b_{0 \rightarrow f}(E1, \eta)$, рассчитанных в приближении RPA с учетом ангармоничности, подтверждает выводы /13/ о слабом влиянии эффектов ангармоничности на величину и форму силовой функции в области гигантского резонанса. Из рисунков видно, что гигантский дипольный резонанс, описываемый силовой функцией $b_{i \rightarrow 2^+2}(E1, \eta)$, сдвинут приблизительно на 1,2 МэВ по отношению к $b_{0 \rightarrow f}(E1, \eta)$, что соответствует энергии уровня 2^+2 в ^{176}Hf . Однако трудно сравнить формы обеих кривых из-за различия в коэффициентах Клебша-Гордона и наличия указанного энергетического сдвига. Поэтому на следующих рис. 4-6 для удобства такого сравнения приводятся силовые функции $b_{0 \rightarrow f}(E1, \eta)$

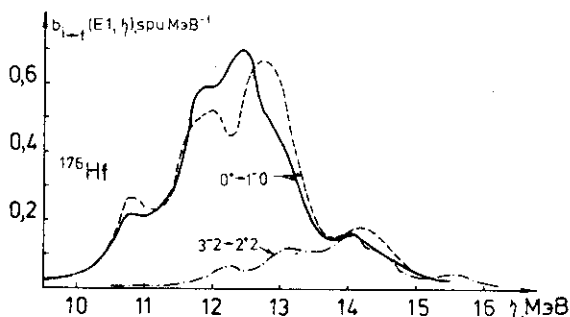


Рис. 2. Графики силовых функций $b_{i \rightarrow f}(E1, \eta)$ приведенных вероятностей E1-возбуждения состояний с $I^\pi K = 1^-0$ /сплошная линия - расчет с учетом ангармоничности, штриховая - RPA/ и E1-распада $3^-2 \rightarrow 2^+2$ /штрихпунктирная/ в ^{176}Hf . Мультипольность перехода $(\lambda\mu)_{tr} = 10$.

и $p_{i \rightarrow 2^+2}(E1, \eta_{tr})$, где η_{tr} - энергия перехода, отсчитываемая от энергии возбуждения фиксированного конечного состояния: $\eta_{tr} = \eta - \eta_{f0} = \eta - \eta_{2^+2}$. Видно, что силовые функции $p_{i \rightarrow 2^+2}(E1, \eta)_{tr}$ во всех рассмотренных случаях близки к $p_{0^+ \rightarrow f}(E1, \eta)$. При этом $p_{i \rightarrow 2^+2}(E1, \eta)$ ближе к кривой, описывающей переход из основного состояния в возбужденное в приближении RPA. По-видимому, это

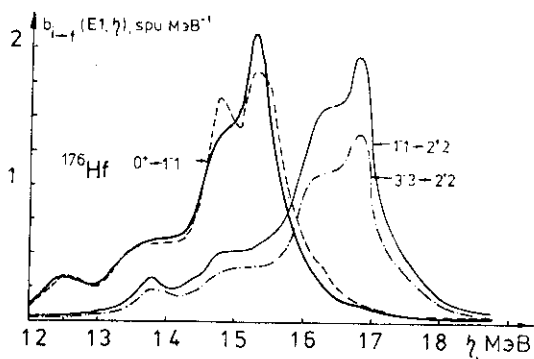


Рис. 3. Графики силовых функций $b_{i \rightarrow f}(E1, \eta)$ приведенных вероятностей E1-возбуждения состояний 1^-1 /сплошная толстая линия - с учетом ангармоничности, штриховая - RPA /, E1-распада $3^-3 \rightarrow 2^+2$ /штрихпунктирная/ и $1^-1 \rightarrow 2^+2$ /сплошная тонкая линия/ в ^{176}Hf , $(\lambda\mu)_{tr} = 11$.

объясняется тем, что в расчетах не учитывались трехфононные компоненты волновой функции /2/, которые могли бы внести дополнительную фрагментацию двухфононных состояний. Сравнение

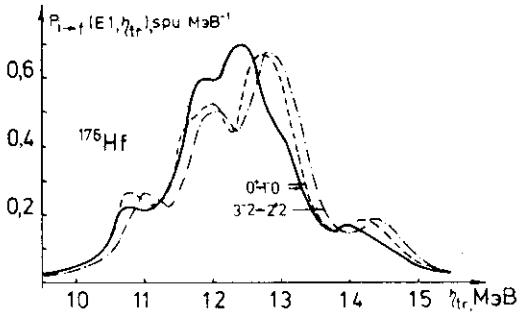


Рис. 4. Графики силовых функций $P_{i \rightarrow f}(E1, \eta_{tr})$ приведенных вероятностей $E1$ -возбуждения состояний 1^-0 и $E1$ -распада $3^-2 \rightarrow 2^+2$ в ^{176}Hf в зависимости от энергии перехода $\eta_{tr} = |\eta_i - \eta_f|$, $(\lambda\mu)_{tr} = 10$. Обозначения те же, что на рис. 2.

правил сумм /21/ и /22/ для $B_{0 \rightarrow f}(E1)$ и $B_{i \rightarrow 2^+2}(E1)$, проведенное нами, показывает, что они хорошо выполняются.

Для проверки устойчивости полученных результатов к изменению размерности фононного базиса были проведены дополнительные методические исследования. Значительное сокращение фононного

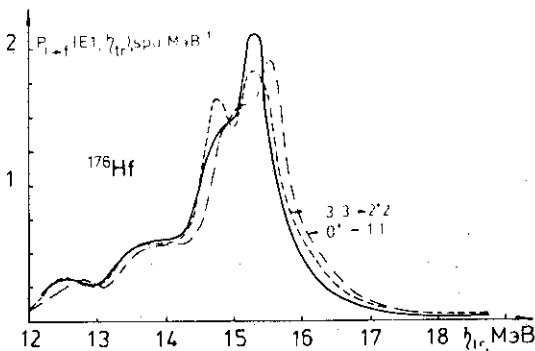


Рис. 5. Графики силовых функций $P_{i \rightarrow f}(E1, \eta_{tr})$ в ^{176}Hf , $(\lambda\mu)_{tr} = 11$. Обозначения те же, что на рис. 3.

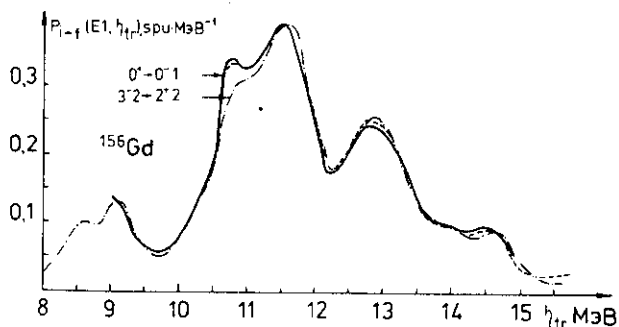


Рис. 6. Графики силовых функций $p_{i \rightarrow f}(E1, \eta_{tr})$ в ^{156}Gd , $(\lambda\mu)_{tr} = 10$. Обозначения те же, что на рис. 2.

пространства, например, числа учитываемых фононов с 30 до 11 для ^{176}Hf $/(\lambda\mu)_i = 33/$ изменило величину силовой функции $p_{3^- \rightarrow 2^+}(E1, \eta)$ в области резонанса не более, чем на 3-5%. Приблизительно такие же результаты получены и в других случаях сокращения однофононного и двухфононного пространств. Тем самым показано, что используемое фононное пространство является достаточно полным и результаты расчетов силовых функций электромагнитных переходов оказываются устойчивыми к обрезанию этого пространства. Исследования показали также, что удовлетворительная точность результатов получается при использовании высокоэнергетических фононов, рассчитанных в приближении Тамма-Данкова. Это упрощение сказалось в основном на изменении малых по абсолютной величине матричных элементов $U_{\beta_1 \beta_2}^{\beta}$, конечные же результаты для силовых функций изменились в пределах нескольких процентов по сравнению с приближением RPA.

5. Таким образом, из приведенных расчетов видно, что гипотеза Акселя-Бринка выполняется для деформированных четно-четных ядер при переходах на низколежащее состояние, близкое по структуре к однофононному. Неожиданно хорошая точность ее выполнения, по-видимому, является следствием нескольких причин. Обсудим некоторые из них.

Выше уже отмечалось, что результаты могут несколько изменяться, если учесть фрагментацию высоколежащих состояний по трехфононным уровням, то есть использовать более сложный вид волновой функции [2]. Далее необходимо обратить особое внимание, что нижайший уровень 2^+2 , E1-переходы на который рассматривались выше, является довольно простым по структуре. Например, для ^{176}Hf основная компонента его волновой функции - первый фонон с $\lambda\mu = 22$ - составляет 88% в нормировке. Поэтому

учет в настоящих расчетах малых компонент волновой функции состояния 2^+2 незначительно изменил результаты для силовой функции $p_{i \rightarrow 2^+2}(E1, \eta)$ по сравнению с приближенным результатом, когда состояние 2^+2 считалось чисто однофононным. Несомненный интерес представляла бы проверка гипотезы для электромагнитных переходов на более сложные состояния, в частности, интересен вопрос о структуре гигантского резонанса, построенного на "компаунд-состоянии", когда заранее трудно ожидать выполнения гипотезы Акселя-Бринка. В этом случае, видимо, важен учет температурных эффектов^{/17/}. При исследовании высоколежащих состояний

необходимо учитывать влияние принципа Паули^{/14/}. В рассматриваемом в этой работе случае это влияние, видимо, невелико, поскольку среди двухфононных состояний, дающих основной вклад в силовую функцию /18/, главную роль играют состояния, один из фононов которых $g_{10} = 221$ является сильно коллективизированным.

В настоящей работе гипотеза Акселя-Бринка проверялась для $E1$ -переходов. Возможно обобщение ее на переходы других мультипольностей, поскольку формулы /18/-/20/ применимы для произвольных $\lambda\mu$. В этом случае можно ожидать больших отклонений от указанной гипотезы, поскольку в отличие от дипольных состояний $I^\pi = 1^-$ коллективные состояния с другими K^π распределены в широком энергетическом интервале^{/9/}, а не только в области гигантского резонанса. Поэтому эффекты ангармоничности для них могут проявляться сильнее. В этой работе основное внимание уделялось области гигантского резонанса, распределение силы которого для деформированных ядер определяется деформацией ядра и силой остаточного взаимодействия. Изменения силовой функции вне области резонанса, в частности, в области энергии связи нейтрона, будут, по-видимому, более чувствительны к влиянию сложных конфигураций, обрезанию фононного базиса и другим эффектам. Это необходимо учитывать при расчете радиационных силовых функций нейтронных резонансов. Заключительные замечания показывают, что рассмотренный в настоящей работе вопрос о выполнении гипотезы Акселя-Бринка требует продолжения исследований, проведение которых планируется.

В заключение авторы выражают благодарность В.Г.Соловьеву за привлечение внимания к данной проблеме и стимулирующие дискуссии, а также В.В.Воронову, Ю.П.Попову, Г.Шефлинской и З.Шефлинскому за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Brink D.M. Ph. Doctoral Thesis, Oxford University, 1955; Axel P. Phys.Rev., 1962, 126, p.671.

2. Rosenzweig N. Nucl.Phys., 1968, A118, p.650.
3. Bartholomew G.A. et al. Adv. in Nucl.Phys., 1973, 7, p.229; Bartholomew G.A., Khana F.C. In: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy. Proc. II Int. Symp. Neutr. Cap. Gamma-Ray. Sp. and Rel.Top., Petten, 1974, p.119, Reactor Centr. Ned., Petten, Netherlands, 1975.
4. Szefflinska G., Szefflinski Z., Wilhelmi Z. Nucl.Phys., 1979, A323, p.253.
5. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Vdovin A.I. Nucl.Phys., 1977, A288, p.376; Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Voronov V.V. Nucl.Phys., 1978, A304, p.327.
6. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. "Наука", М., 1971; Pergamon Press, Oxford, 1976.
7. Malov L.A., Soloviev V.G. Nucl.Phys., 1976, A270, p.87.
8. Малов Л.А., Нестеренко В.О., Соловьев В.Г. ТМФ, 1977, 32, с.134.
9. Кырчев Г. и др. ЯФ, 1977, 25, с.951; Malov L.A., Nesterenko V.O., Soloviev V.G. Phys.Lett, 1976, B64, p.247; Akulichev S.V., Malov L.A. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1977, 3, p.675; Киселев М.А. и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 1978, 42, с.1842; Нестеренко В.О. ОИЯИ, Р4-12490, Дубна, 1979.
10. Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1978, 9, с.580/860/.
11. Zavischa D., Speth J., Pal D. Nucl.Phys., 1978, A311, p.445.
12. Кырчев Г., Соловьев В.Г. ТМФ, 1975, 22, с.244.
13. Кырчев Г., Малов Л.А. Изв. АН СССР, сер.физ., 1979, 43, с.107; Кырчев Г. ОИЯИ, Р4-11472, Дубна, 1978.
14. Джолос Р.В., Молина Х.Л., Соловьев В.Г. ТМФ, 1979, 40, с.245; ОИЯИ, Р4-12603, Дубна, 1979; Soloviev V.G. JINR, E4-12623, Dubna, 1979.
15. Китипова В., Кырчев Г., Малов Л.А. Изв.АН СССР, сер.физ., 1979, 43, с.2060.
16. Гареев Ф.А. и др. ЭЧАЯ, 1973, 4, с.357.
17. Базнат М.И., Игнатюк А.В., Пятов Н.И. ЯФ, 1979, 30, с.949.

Рукопись поступила в издательский отдел
21 января 1980 года.