ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Р4 - 7517

А.А.Кулиев, Н.И.Пятов

СОСТОЯНИЯ С $K^{\pi} = 1^{+}$ И ИХ ВКЛАД В ИЗОСКАЛЯРНЫЙ E2 -РЕЗОНАНС

1973

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P4 - 7517

А.А.Кулиев*, Н.И.Пятов

СОСТОЯНИЯ С $K^{\pi} = 1^{+}$ И ИХ ВКЛАД В ИЗОСКАЛЯРНЫЙ E2 -РЕЗОНАНС

Направлено в ЯФ

и на XXIV совещание по ядерной спектроскопии и теории ядра. Харьков, 1974 г.

* Ин-т физики АН Азербайджанской ССР (Баку).

S u m m a r y

The RPA method of restoration of the rotational invariance for deformed self-consistent field has been used to obtain a consistent description of both the rotational branch of excitation and the intrinsic states with $K^{\pi} = 1^{+}$. The method reproduces all the cranking-model results for the rotational states but in addition to that it allows one to connect the characteristics of the effective isoscalar quadrupole-like interactions with the angular momentum matrix elements of the deformed field. Hence, the equation for the energy of 1^{+} excitations involves no additional parameters besides those for the deformed field. The static effective charges for E2-transitions with $\Delta K = 1$ are determined from the contribution of the ground band rotational 2^{+} state to the energy-weighted sum rule, and they are found to be of the order $e^{(p)} \sim 1.1 - 1.2$ and $e^{(n)} \sim 0.1 - 0.2$. From calculations of the energy-weighted sum rule for E2-transitions it is found that in the rare-earth nuclei E2-transitions with $\Delta K = 1$ exhaust about 70% of the model-independent estimate $S_{E2,T=0}$, the rest being shared among 2^{+} states with $K = 0$ and 2. The rotational 2^{+} state contains less than a half of the total strength of E2 ($\Delta K = 1$) transitions without change of the principal quantum number ($\Delta N = 0$). The rest of this strength is shared among 1^{+} excitations in the energy region 2-6 MeV and it gives rise to the dynamic effective charges for E2($\Delta K = 1$) transitions in odd-mass nuclei. The E2($\Delta K = 1$) transitions with $\Delta N = 2$ give the main contribution to the sum rule (see table). The calculated strength function for E2 transitions shows a maximum located in the energy region 12.5-14 MeV, which represents the K=1 part of the isoscalar E2 resonance (see figs.1,3). The 1^{+} states in this region exhaust about 15-20% of $S_{E2,T=0}$.

The isovector spin-spin forces were included in calculations. The calculated strength function for M1 transitions shows a maximum in the energy region 7-9 MeV, where the M1-resonance is expected to occur. (See figs. 2,4).

ВВЕДЕНИЕ

Недавно получен ряд экспериментальных указаний [1-4] на существование в атомных ядрах гигантского квадрупольного изоскалярного (E2, T=0) резонанса, энергия которого оказывается порядка $65\,A^{-1/3}$ *МэВ*, т.е. этот резонанс расположен несколько ниже гигантского дипольного резонанса. В оболочечной модели такого типа возбуждение может быть обсуловлено когерентными частично-дырочными E2-переходами между связанными состояниями оболочек с изменением главного квантового числа $\Delta N = 2$ и с энергией $\sim 2\hbar\omega$. Притягивающие остаточные изоскалярные взаимодействия понижают энергию этого коллективного возбуждения.

Настоящая работа посвящена оценке положения E2-резонанса в деформированных ядрах, проведенной в рамках простой микроскопической модели, изложенной в работе [5]. Очевидно, что теоретические оценки положения резонанса и его характеристик будут зависеть от вида и силы остаточных изоскалярных взаимодействий. Поэтому нам представляется важным самосогласованный выбор этих взаимодействий, исходя из некоторого общего принципа.

В деформированных ядрах вблизи поверхности Ферми появляются одночастичные состояния из различных оболочек, поэтому невозможно строго разделить по энергии возбуждения, обусловленные переходами с $\Delta N = 0$ и $\Delta N = 2$. Кроме того, при сохранении аксиальной симметрии E2-резонанс расщепляется на возбуждения, характеризующиеся проекцией углового момента на ось симметрии K=0,1 и 2 , причем каждое из них формируется независимо /в адиабатическом приближении/. Оценки положения этих возбуждений могут быть проведены в простой модели с парными и квадрупольными изоскалярными силами, обычно используемой для описания коллективных β- и γ-вибраций ядер. Однако при этом сразу возникают определенные трудности выбора силового параметра взаимодействия, который оказывается различным для β- и γ-колебаний /см., например, /6/ /. Особая ситуация возникает для возбуждений с $K=1$. Низколежащая ветвь этих возбуждений носит не вибрационный характер, а ассоциируется с вращательной полосой основного состояния и, следовательно, должна выделяться из спектра внутренних возбуждений деформированных ядер, как состояние с энергией $\omega_0 = 0$. Такое выделение необходимо специально проводить при использовании гамильтонианов деформированного самосогласованного поля, не сохраняющих полного углового момента ядра /7–9/. Восстановление ротационной инвариантности гамильтониана может быть проведено путем добавления в него остаточных изоскалярных взаимодействий и явного выделения кинетической энергии вращения. Эта процедура является самосогласованной, поскольку силовой параметр и матричные элементы эффективных взаимодействий, в свою очередь, оказываются связанными с характеристиками деформированного поля. В результате окончательное уравнение для частот 1^+–возбуждений не содержит никаких дополнительных параметров, кроме параметров среднего поля /5/. Иными словами, в этом подходе характеристики остаточных изоскалярных сил определяются свойствами вращательной ветви возбуждений. Такое самосогласованное определение эффективного изоскалярного взаимодействия, исходящее из требования ротационной инвариантности, дает возможность провести в настоящее время более строгое беспараметрическое рассмотрение свойств состояний с $K^\pi = 1^+$ /и, в частности, их роли в формировании E2-резонанса/, чем для возбуждений с $K^\pi = 0^+$ и 2^+.

Кроме того, в данной работе рассматриваются магнитные свойства 1^+-возбуждений и их роль в формировании M1-резонанса.

Ключевой проблемой вышеизложенной программы исследования состояний с $K^\pi = 1^+$ является выделение вращательной ветви из спектра внутренних возбуждений. При этом важно избежать такого серьезного недостатка крэнкинг-модели, как несохранение углового момента ядра. С этой целью в последние годы широко использовался метод случайной фазы /СФ/ /5,7–10/, а также недавно развитые методы прямого решения операторных уравнений движения /11/ и обобщенной матрицы плотности /12/. Наиболее последовательно и строго закон сохранения углового момента выполняется в методе обобщенной матрицы плотности. Результаты метода СФ получаются из него в адиабатическом приближении, которое мы и используем в дальнейшем.

Детальное описание применения метода СФ для выделения вращательной ветви было дано в работе /5/. Здесь нас интересуют, главным образом, следствия учета закона сохранения углового момента для внутренних возбуждений с $K^\pi = 1^+$.

Рассмотрим случай двухмерного вращения аксиально-симметричного ядра вокруг оси x /ось z - оси симметрии ядра/. Если гамильтониан задачи H включает в себя одночастичную часть, парные взаимодействия и эффективные изоскалярные восстанавливающие силы в факторизованном виде, то энергии ω_λ возбуждений с $K^\pi = 1^+$ являются решениями дисперсионного уравнения /5/

$$\omega_\lambda^2 \mathcal{J}(\omega_\lambda) \equiv \omega_\lambda^2 \sum_{\nu,\nu'>0} \frac{2E_{\nu\nu'} L^2_{\nu\nu'} (j_x)^2_{\nu\nu'}}{E^2_{\nu\nu'} - \omega^2_\lambda} = 0 , \quad /1/$$

где $E_{\nu\nu'}$ - двухквазичастичные энергии, $(j_x)_{\nu\nu'}$ - одночастичные матричные элементы оператора углового момента и в обычных обозначениях $L_{\nu\nu'} \equiv u_\nu v_{\nu'} - u_{\nu'} v_\nu$. Сумма в /1/ пробегает по всем нейтронным и протонным состояниям с положительным значением проекции углового момента на ось симметрии. Одно из решений уравнения /1/ с $\omega_\lambda \equiv \omega_0 = 0$ принадлежит вращательной ветви возбуждений, поскольку, как мы покажем ниже, оно характеризуется определенными значениями электрического и магнитного статических моментов, совпадающими с соответствующими величинами для вращательного 2^+-состояния в обобщенной модели. Статический предел функции $\mathcal{J}(\omega_\lambda = 0) = \mathcal{J}_0$ определяет момент инерции ядра и совпадает по форме с хорошо известным выражением в крэнкинг-модели. Остальные решения уравнения /1/ с $\omega_\lambda \neq 0$ описывают гармонические колебания системы, лежащие выше порога двухквазичастичных возбуждений /классически они соответствуют колебаниям компоненты Q_{21} квадрупольного момента/, и для них можно построить систему однофононных волновых функций /см. ниже/.

Построение волновой функции состояния с $\omega_0 = 0$ представляет определенные трудности /см., напр., обсуждение в /8/ /, поэтому при рассмотрении статических свойств мы используем коммутаторы соответствующих операторов.

Рассмотрим оператор электрических квадрупольных переходов

$$\mathfrak{M}(2\mu) = \sum_{\tau=(n,p)} e^{(\tau)} \sum_j (r^2 \mathcal{Y}_{2\mu})_j \,, \qquad /2/$$

где $e^{(\tau)}$ - эффективные заряды частиц. В представлении вторичного квантования выделим из /2/ коллективную бозонную часть $\mathfrak{M}_A$, выразим ее через $\mathfrak{L}$ и $\mathcal{P}$ -операторы, введенные в /5/ и образуем линейную комбинацию

$$M \equiv \sum_{\mu=\pm1} \mathfrak{M}_A(2\mu) = i\sqrt{2}\sum_\tau e^{(\tau)} \sum_\lambda \frac{1}{\sqrt{4Z(\omega_\lambda)}}\,\eta^{(\tau)}_\lambda \mathfrak{L}^{(-)}_\lambda, \qquad /3/$$

где

$$\eta_\lambda \equiv \sum_{\mu=\pm1}\ \sum_{\nu,\nu'>0} \frac{E^2_{\nu\nu'}(v^2_{\nu'} - v^2_{\nu})(r^2 \mathcal{Y}_{2\mu})_{\nu\nu'}(j_\mu)_{\nu\nu'}}{E^2_{\nu\nu'} - \omega^2_\lambda}, \qquad /4/$$

Здесь сумма пробегает по состояниям одного сорта нуклонов.

Вычислим в приближении СФ двойной коммутатор оператора M с гамильтонианом

$$[M^*, [H,M]]_{СФ} = 2\sum_\lambda \frac{1}{4Z(\omega_\lambda)} \Big|\sum_\tau e^{(\tau)} \eta^{(\tau)}_\lambda\Big|^2 . \qquad /5/$$

Уравнение /5/ представляет собой правило сумм для $E2$ -переходов из основного состояния ядра на возбужденные с энергией ω_λ. Рассмотрим вклад состояния с $\omega_0 = 0$ в правило сумм. Имея в виду, что /5/ $Z(\omega_\lambda = 0) = (1/2)\mathcal{J}_0$, и используя коммутационное соотношение

$$[j_\pm, r^2 \mathcal{Y}_{2,\mp1}] = \sqrt{6}\, r^2 \mathcal{Y}_{20} \qquad /6/$$

и свойство полноты состояний $|\nu\rangle$, получим

$$\eta^{(\tau)}_{\lambda|\omega_\lambda=0} = \sum_{\mu=\pm1}\ \sum_{\nu,\nu'>0} (v^2_{\nu'} - v^2_\nu)(r^2\mathcal{Y}_{2\mu})_{\nu\nu'}(j_\mu)_{\nu\nu'} = 2\sqrt{6}\sum_{\nu>0} v^2_\nu (r^2 \mathcal{Y}_{20})_{\nu\nu} = \sqrt{6}\sqrt{\frac{5}{16\pi}}\, Q^{(\tau)}, \qquad /7/$$

где $Q^{(\tau)}$ - массовый квадрупольный момент одного сорта частиц. Теперь из /5/ получаем

$$[M^*,[H,M]]_{\omega_\lambda=0} = 2\cdot\frac{6}{2\mathcal{J}_0}\cdot\frac{5}{16\pi}\Big|\sum_\tau e^{(\tau)} Q^{(\tau)}\Big|^2 = 2E(2^+)\cdot B(E2,\, 0\to 2), \qquad /8/$$

где $E(2^+) = 6/2\mathcal{J}_0$ - энергия вращательного 2^+-уровня и $B(E2)$ - приведенная вероятность его возбуждения-, имеют тот же вид, что и в обобщенной модели ядра /см., напр., /13/ /. Таким образом, уравнение /8/

дает вклад вращательного 2^+-уровня в правило сумм, причем естественно возникает величина внутреннего квадрупольного момента

$$Q_0 \equiv \sum_\tau e^{(\tau)} Q^{(\tau)} . \qquad /9/$$

Соотношения /7/ и /8/ в дальнейшем используются для оценки величины статического эффективного заряда e_{eff}

$$e^{(\tau)}_{eff} = \begin{cases} 1 + e_{eff}, & \text{для протонов} \\ e_{eff}, & \text{для нейтронов} \end{cases} \qquad /10/$$

В принципе значения e_{eff} можно оценить из уравнения /9/ по экспериментально измеренной величине внутреннего квадрупольного момента, что и делалось в работе [14]. Однако при самосогласованном рассмотрении задачи это приводит к переоценке вклада вращательного уровня в правило сумм, поскольку вычисленные в адиабатическом приближении значения $\mathcal{J}_0$, как правило, на 10-30% меньше экспериментальных /см., напр., [15] и табл./. Возможно также, что при этом вообще переоценивается вклад $E2$ -переходов с $\Delta K = 1$ в правило сумм. Поэтому, в отличие от работ [10, 14], нам представляется важным при выборе эффективных зарядов опираться на экспериментально измеряемый вклад вращательного 2^+-уровня в правило сумм.

Для состояний с $\omega_\lambda \neq 0$ можно построить /в адиабатическом приближении/ систему нормированных и симметризованных волновых функций с определенным значением углового момента I*

$$|I, K = 1, \lambda> = \sqrt{\frac{2I+1}{32\pi^2}} \sum_{t=\pm 1} \{ \mathcal{D}^I_{M1} - t(-1)^I \mathcal{D}^I_{M,-1} \} Q^{(t)+}_\lambda |0> ,$$

где фононные операторы $Q^{(t)}_\lambda$ совпадают с приведенными в работе [5], а $|0>$ - фононный вакуум. Такая форма волновых функций соответствует, конечно, принятой в обобщенной модели ядра макроскопической трактовке оператора углового момента. Следуя обычной процедуре вычислений в обобщенной модели ядра, получим приведенную вероятность $E2$ -перехода из основного состояния на состояние с $I^\pi K = 2^+1$ с внутренней энергией $\omega_\lambda \neq 0$

$$B(E2, 0^+ \to 2^+ 1_\lambda) = \frac{1}{\omega_\lambda} \cdot \frac{1}{4Z(\omega_\lambda)} \cdot |\sum_\tau e^{(\tau)} \eta^{(\tau)}_\lambda|^2 . \qquad /12/$$

Теперь, используя уравнения /8/ и /12/, правило сумм /5/ можно записать в классической форме *

$$[M^*, [H,M]]_{СФ} = 2E(2^+) \cdot B(E2, 0 \to 2) + 2 \sum_{\lambda \neq 0} \omega_\lambda B(E2, 0^+ \to 2^+ 1_\lambda) . \qquad /13/$$

Для контроля точности решений в методе СФ можно использовать правило сумм для $E2$ -переходов в квазичастичном представлении /усреднение по квазичастичному вакууму/

$$[M^*, [H_{sqp}, M]]_{qp} = 2 \sum_\tau (e^{(\tau)})^2 \times \sum_{\mu = \pm 1} \sum_{\nu,\nu' > 0} E_{\nu\nu'} U^2_{\nu\nu'} |(r^2 Y_{2\mu})_{\nu\nu'}|^2 , \qquad /14/$$

где H_{sqp} - одноквазичастичная часть гамильтониана H и $U_{\nu\nu'} = u_\nu v_{\nu'} + u_{\nu'} v_\nu$. Численно обе величины /13/ и /14/ должны совпадать. Уравнения типа /14/ можно получить также и для $E2$ -переходов с $\Delta K = 0$ $(\mu = 0)$ и 2 $(\mu = \pm 2)$, что позволяет оценить относительный вес их вкладов в правило сумм.

---

* Значения $t = \pm 1$ соответствуют фононным колебаниям вдоль осей x и y соответственно.

*В работе [10] оценка вклада вращательного уровня в правило сумм проводилась путем предельного перехода $\omega_\lambda \to 0$ во втором члене в правой части /13/. При формально правильном результате эта оценка является математически некорректной, поскольку величина $B(E2)$, определенная уравнением /12/, имеет смысл только для $\omega_\lambda \neq 0$.

Правила сумм /13/ и /14/ имеют определенную физическую ценность, поскольку их можно сравнить с модельно-независимой оценкой, полученной в пренебрежении эффектами обменных и зависящих от скорости взаимодействий и учитывающей все 2^+-возбуждения ядра вплоть до порога мезонообразования /см., например, /16//

$$S_{E2,\,T=0} = \sum_n \omega_n\, B(E2,\,0 \to 2_n) =$$
$$= \frac{25}{4\pi}\,\frac{\hbar^2}{m}\,\frac{Z^2}{A}\,e^2\,\langle r^2\rangle\,, \qquad /15/$$

где $\langle r^2\rangle$ - среднеквадратичный радиус распределения заряда, который в дальнейшем предполагается равным $(3/5)R_0^2$, причем $R_0 = 1{,}2A^{1/3}$ ферми.

Положение $E2$ -резонанса /как и $M1$ -резонанса/17// определяется с помощью распределения силовых функций $E2$ -переходов

$$\mathcal{F}(E2) \equiv \frac{1}{\Delta\omega} \sum_{\substack{\lambda(\Delta\omega)\\(\lambda \neq 0)}} B(E2,\,0^+ \to 2^+ 1_\lambda) \qquad /16/$$

и зависящего от энергии правила сумм

$$\chi_n(E2,\omega) = E(2^+)\cdot B(E2,\,0 \to 2) + \\ + \sum_{\lambda=1}^{n} \omega_\lambda\, B(E2,\,0^+ \to 2^+ 1_\lambda)\,, \qquad /17/$$

где $\Delta\omega$ - интервал усреднения. При $n = \lambda_{max}$ /17/ равно половине правила сумм /13/.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СОСТОЯНИЙ

Поскольку ядро предполагается вращающимся вокруг оси x, то коллективный магнитный момент, связанный с этим движением, нужно выделять из x -компоненты оператора магнитного момента

$$\vec{\mu} = \frac{1}{2}\sum_\tau \sum_i (g_s^{(\tau)} - g_\ell^{(\tau)})\,\vec{\sigma}_i + \sum_\tau \sum_i g_\ell^{(\tau)}\,\vec{j}_i\,, \qquad /18/$$

где σ - матрицы Паули, $g_s^{(\tau)}$ и $g_\ell^{(\tau)}$ - спиновый и орбитальный гиромагнитные отношения для свободных нуклонов, сумма пробегает по всем нуклонам. В представлении вторичного квантования выделим из /18/ квазибозонную часть и выразим ее через $\mathcal{Q}$ и $\mathcal{P}$ -операторы

$$(\mu_x)_A = \sum_\lambda \frac{1}{\sqrt{2Z(\omega_\lambda)}}\,[\,\mathcal{J}_{prot}(\omega_\lambda) + \\ + \sum_\tau (g_s^{(\tau)} - g_\ell^{(\tau)})\,\mathcal{X}^{(\tau)}(\omega_\lambda)\,]\,\mathcal{P}_\lambda^{(-)}, \qquad /19/$$

где для определенного сорта нуклонов

$$\mathcal{X}(\omega_\lambda) = \sum_{\nu,\nu'>0} \frac{E_{\nu\nu'}\,L^2_{\nu\nu'}\,(j_x)_{\nu\nu'}\,(\sigma_x)_{\nu\nu'}}{E^2_{\nu\nu'} - \omega_\lambda^2}\,, \qquad /20/$$

а $\mathcal{J}_{prot}(\omega_\lambda)$ - протонная часть суммы в правой части уравнения /1/. Выделим из /19/ статическую часть, соответствующую $\omega_\lambda = \omega_0 = 0$. Так как оператор $\mathcal{P}_0^{(-)}$ пропорционален вращательному угловому моменту ядра /5/, то

$$(\mu_x)_{A|\omega_\lambda = 0} = g_R^0\,(I_x)_A\,, \qquad /21/$$

где $(I_x)_A$ - бозонная часть оператора углового момента вращения, а величина g_R^0, играющая роль коллективзависит явно от его характеристик благодаря использованию соотношений, вытекающих из требования ротационной инвариантности *.

Правило сумм для M1 -переходов не имеет такой физической ценности, как правило сумм для E2 -переходов, поскольку его величина зависит от модели и вида остаточных взаимодействий. Однако оно может эффективно использоваться для оценки положения магнитного дипольного резонанса, свойства которого в основном определяются изовекторными спиновыми силами /17/.

ЭФФЕКТЫ СПИНОВЫХ СИЛ И M1 - РЕЗОНАНС

Наблюдение M1 -резонанса в атомных ядрах в неупругом рассеянии электронов назад /1/ может быть связано с когерентными частично-дырочными переходами между уровнями спин-орбитальных партнеров /19/. Невозмущенный резонанс предсказывается при энергии, соответствующей расщеплению спин-орбитальных дублетов. Остаточные спин-спиновые изовекторные силы, имеющие отталкивательный характер, сдвигают резонанс вверх по энергии.

---

*Отметим, что в уравнении /28/ мы использовали также то обстоятельство, что суммы типа

$\sum_{\nu\nu'} E_{\nu\nu'} L^2_{\nu\nu'} (j_x)_{\nu\nu'} (\sigma_x)_{\nu\nu'} \simeq 0$. Это является следствием требования ротационной инвариантности гамильтониана и должно выполняться с той точностью, с которой эффективные восстанавливающие силы не зависят от спинов. Вообще говоря, спиновая зависимость эффективных сил может возникать из-за нарушения ротационной инвариантности малыми спин-орбитальными членами в самосогласованном поле, зависящими от деформации. Численная проверка вышеуказанных сумм показала, что они обычно не превышают 1% от величины γ, что находится в пределах точности всех вычислений. Заметим также, что $\gamma \sim [j_x, [H_{sqp}, j_x]]$ и, следовательно, представляет собой вклад несферической части самосогласованного поля в правило сумм.

В численных расчетах для деформированных ядер /16–18/ использовались схематические спиновые силы, параметры которых выбирались из рассмотрения магнитных дипольных моментов в нечетных ядрах. Включение этих сил в рассмотренную в предыдущих разделах схему было проведено в работе /5/, поэтому здесь мы приведем только самые необходимые формулы. В частности, уравнение /1/ для энергий ω_λ принимает вид /если использовать тот же вид спиновых сил, что и в работе /5/ /:

$$\omega_\lambda^2 \mathcal{g}^{(\sigma)}(\omega_\lambda) \equiv \omega_\lambda^2 \sum_{\nu,\nu'>0} \frac{2E_{\nu\nu'} L^2_{\nu\nu'} (j_x)_{\nu\nu'} \overline{(j_x)_{\nu\nu'}}}{E^2_{\nu\nu'} - \omega^2_\lambda} = 0, \qquad /31/$$

где эффективный матричный элемент $\overline{(j_x)_{\nu\nu'}}$, перенормированный спиновыми силами, имеет вид

$$\overline{(j_x)_{\nu\nu'}} = (j_x)_{\nu\nu'} - (\sigma_x)_{\nu\nu'} \frac{\kappa_\sigma X(\omega_\lambda)}{1+\kappa_\sigma S(\omega_\lambda)}, \qquad /32/$$

$$X(\omega_\lambda) \equiv 4 \sum_{\nu,\nu'>0} \frac{E_{\nu\nu'} L^2_{\nu\nu'} (\sigma_x)_{\nu\nu'} (j_x)_{\nu\nu'}}{E^2_{\nu\nu'} - \omega^2_\lambda} \qquad /33/$$

$$S(\omega_\lambda) \equiv 4 \sum_{\nu,\nu'>0} \frac{E_{\nu\nu'} L^2_{\nu\nu'} (\sigma_x)^2_{\nu\nu'}}{E^2_{\nu\nu'} - \omega^2_\lambda} \qquad /34/$$

Здесь κ_σ - силовой параметр спиновых взаимодействий, который определен из детальных расчетов магнитных моментов /20/

$$\kappa_\sigma = 1{,}5 \frac{N-Z}{2A}. \qquad /35/$$

Статический предел функции $\mathcal{J}^{(\sigma)}(\omega_\lambda = 0) \equiv \mathcal{J}_0^{(\sigma)}$ дает величину момента инерции с учетом спиновых сил. Соответственно изменяются выражения для g_R^0 и $B(M1)$, которые мы здесь не приводим из-за громоздкости. Положение $M1$-резонанса будем находить с помощью силовой функции $M1$-переходов /26/ и зависящего от энергии правила сумм, определенного уравнением типа /17/.

РАСЧЕТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Численные расчеты были проведены для ряда редкоземельных ядер в области $152 \le A \le 172$. Среднее поле описывается с помощью деформированного потенциала типа Саксона-Вудса с параметрами, приведенными в работе /21/. Использовались следующие значения параметров деформации: $\beta_{20} = 0{,}30$ и $\beta_{40} = 0{,}04$ для изотопов Sm и Gd и $\beta_{20} = 0{,}28$ и $\beta_{40} = 0{,}02$ для изотопов Dy, Er и Yb. Расчеты показали слабую зависимость результатов от этих параметров, поэтому нет необходимости менять их от ядра к ядру. Для нейтронов учитывались одночастичные уровни оболочек с $N = 3-7$ /64 уровня в интервале энергий от -25 до +5 *МэВ*/, а для протонов - уровни оболочек с $N = 2-6$/50 уровней примерно в том же интервале энергий/. Общее число двухквазичастичных состояний с $K^\pi = 1^+$ в такой схеме превышает 600, а их энергии достигают 30 *МэВ*.

Основные результаты расчетов статических характеристик ядер и правил сумм для $E2$-переходов приведены в таблице, где даны также использованные нами значения энергетической щели Δ. Последние близки к значениям, использованным в расчетах моментов инерции /15/, но систематически меньше значений Δ, выбранных по парным энергиям /21/.

При указанных в таблице значениях Δ удается удовлетворительно описать энергии экспериментально обнаруженных низколежащих 1^+-возбуждений /см., например, в ^{156}Gd /22/, в ^{160}Dy /23/ и ^{170}Yb /24/ /. Важным следствием выделения вращательной ветви воз-

Таблица

Статические характеристики и правила сумм для E2-переходов в ряде ядер

Ядра		^{154}Sm	^{156}Gd	^{158}Gd	^{160}Dy	^{162}Dy	^{166}Er	^{170}Yb
Δ_n (кэв)		I0I6	923	9I7	894	836	8I6	744
Δ_p (кэв)		I080	I0I6	I0I6	997	953	946	905
$2\mathcal{J}_0^{(\sigma)}$, теор. (Мэв$^{-I}$)		46,2	50,4	50,2	48,2	52,4	54,3	56,9
$2\mathcal{J}$, эксп. (Мэв$^{-1}$)		73,2	67,4	75,5	69,I	74,3	74,4	7I,2
g_R^0, теор.		0,38	0,37	0,36	0,35	0,32	0,30	0,30
g_R */, эксп.		0,39(2) 0,32(3)	0,39(I) 0,35(I)	0,33(2) 0,39(2)	0,36(I) 0,36(2)	0,34(I) 0,36(2)	0,32(I) 0,33(3)	0,34(I) 0,33(2)
$E(2^+)B(E2)$, эксп. /27/ (МэВ·$e^2\delta^2$)		0,35	0,4I	0,42	0,4I	0,4I	0,46	0,48
e_{eff}/e		0,08	0,I4	0,I4	0,09	0,II	0,I5	0,I8
$\frac{1}{2}[M^*,[H,M]]_{qp}$ ($e_{eff}=0$) (МэВ·$e^2\delta^2$)	K=0	I,08	I,03	I,03	I,I3	I,I2	I,I0	I,08
	K=1	2,87	2,78	2,78	3,2I	3,I9	3,II	3,02
	K=2	I,43	I,4I	I,4I	I,85	I,84	I.8I	I,77
$S_{E2,\,T=0}$ (МэВ·$e^2\delta^2$)		5,I2	5,43	5,4I	5,72	5,70	6,00	6,3I
$S_{E2}(K=1)$ ($e_{eff}\neq 0$) (МэВ·$e^2\delta^2$)	$\Delta N=0$	0,80	0,90	0,90	0,89	0,9I	0,99	I,0I
	$\Delta N=2$	2,56	2,80	2,8I	2,93	3,04	3,2I	3,30

*/ Приведены только два из ряда возможных экспериментальных /26/ значений.

буждений является сильная коллективизация состояний с $K^{\pi} = 1^{+}$,что отмечалось также в работе /25/. Расчеты показали, что вклад какой-либо одной двухквазичастичной конфигурации никогда не превышает 25% нормы волновой функции. Обычно ~80% нормы распределено между большим числом двухквазичастичных состояний. Возможно, что именно вследствие сильной коллективизации в реакциях однонуклонных передач было обнаружено очень мало состояний с $K^{\pi} = 1^{+}$. В связи с этим отметим, что одни только спиновые взаимодействия, как правило, очень слабо коллективизируют низколежащие 1^{+}-возбуждения /17,18/.

Как видно из таблицы, вычисленные значения моментов инерции систематически меньше экспериментальных, а значения g_R^0 довольно хорошо согласуются с экспериментальными данными. Обе величины очень незначительно /примерно на 1%/ уменьшаются при включении спиновых сил.

Статические эффективные заряды определяются с помощью уравнений /5/ и /8/ по экспериментальным данным об энергии вращательного 2^{+}-уровня и величине его внутреннего квадрупольного момента /27/. Значения e_{eff} оказываются небольшими и они могут слегка меняться с изменением величины энергетической щели /в той степени, в которой величина $\mathcal{J}$ зависит от Δ /. Если статические заряды выбирать по экспериментальной величине внутреннего квадрупольного момента Q_0, то обычно значения e_{eff} возрастают в полтора-два раза, что приводит к резкому возрастанию величины правила сумм для E2-переходов с $\Delta K = 1$.

В таблице приведены протонные квазичастичные правила сумм /см. уравнение /14// для E2-переходов с $\Delta K = 0, 1$ и 2. Суммарно они оказываются $\cong S_{E2,\, T=0}$*.

* Значения $S_{E2,\, T=0}$ в таблице вычислены без учета деформации. Как отмечалось в /28/, среднеквадратичный радиус распределения заряда ядра несколько возрастает / ≤ 5%/ в деформированных ядрах.

Видно, что правило сумм, соответствующее E2-переходам с $\Delta K = 1$,доминирует, причем только небольшая часть его / ~ 15%/ используется на вращательную ветвь возбуждения. В двух последних строках таблицы правило сумм для E2-переходов из основного состояния на 1^{+}-возбуждения /уже с учетом эффективного заряда, указанного в *табл.*/ разделено на две части, соответствующие переходам без изменения ($\Delta N = 0$) и с изменением ($\Delta N = 2$) главного квантового числа. Отметим здесь две особенности. Во-первых, с учетом эффективного заряда E2-переходы с $\Delta K = 1$ исчерпывают примерно 68% величины $S_{E2,\, T=0}$. Во-вторых, переходы с $\Delta N = 0$ обычно составляют только одну четверть $S_{E2}(K=1)$, и из них менее половины расходуется на вращательную ветвь возбуждения, а остальное распределяется между возбужденными 1^{+}-состояниями. Этот результат представляется важным при рассмотрении динамических эффективных зарядов для E2-переходов с $\Delta K = 1$ между низколежащими состояниями нечетных атомных ядер, возникающих из-за связи частиц с внутренними 1^{+}-возбуждениями.

Суммируя эти результаты, можно ожидать, что в деформированных ядрах наиболее интенсивная часть изоскалярного E2-резонанса /с т.з. вклада в правило сумм/ будет соответствовать значению $K=1$. Этот вывод, конечно, зависит от величин статических зарядов для E2-переходов с $\Delta K = 0$ и 2 , которые можно оценить из экспериментальных данных для β- и γ-колебаний, соответственно. Что касается γ-колебаний, то для них эффективные заряды оказываются порядка $e_{eff} \sim 0{,}2$ /6/. Эффективные заряды для β-колебаний, по-видимому, того же порядка, хотя сведения о них значительно более неопределенны, т.к. эти состояния сильно смешиваются с парными вибрациями и 0^{+}возбуждениями других типов. Таким образом, вклад E2-переходов с $\Delta K = 0$ и 2 в правило сумм вряд ли окажется много больше оценок, данных в таблице, т.е. соотношение вкладов в правило сумм 2^{+}-возбуждений с $K = 0, 1$ и 2 , по-видимому, сильно не изменится.

Однако с учетом статических эффективных зарядов квазичастичная /модельная/ оценка правила сумм оказывается систематически больше величины $S_{E2,\,T=0}$. Например, если принять, что эффективные заряды одинаковы для всех E2-переходов и использовать указанные в таблице значения, то суммарная квазичастичная оценка превышает величину $S_{E2,T=0}$ на 30-40%. Возможно, это связано с тем, что в нашем модельном рассмотрении E2-переходы носят слишком когерентный характер, который будет нарушаться взаимодействиями с другой симметрией. С другой стороны, предположение о независимости изоскалярных и изовекторных 2^+-возбуждений, использованное при выделении $S_{E2,T=0}$ из общего правила сумм /16/, возможно, тоже является грубым. В настоящее время мы не можем сделать каких-либо более определенных заключений о характере указанного расхождения между модельными и безмодельными оценками правила сумм.

Чтобы определить распределение силы E2- и M1-переходов по 1^+-возбуждениям, а также найти локализацию резонансных состояний, вычислялись силовые функции соответствующих переходов $\mathcal{F}(E2)$ и $\mathcal{F}(M1)$, а также функции распределения $\chi_n(\omega)$. На *рис. 1-4* приведены примеры таких расчетов для ядер ^{154}Sm и ^{166}Er. При вычислении силовых функций мы нашли, что наилучший интервал усреднения $\Delta\omega \sim 1$ *МэВ*, что позволяет хорошо определить локализацию резонансов.

Во всех рассмотренных ядрах часть E2-резонанса, соответствующая значению $K=1$, локализована в области энергий 12,5 - 14 *МэВ*. Сдвиг резонанса, обусловленный эффективными силами, оказывается ~ 2 *МэВ*. Спиновые силы практически не влияют на положение и свойства E2-резонанса. Плотность 1^+-возбуждений в области резонанса достигает 35-40 *сост./МэВ*, причем они исчерпывают примерно 15-20% величины $S_{E2,\,T=0}$. В структуре волновых функций этих состояний доминируют частично-дырочные возбуждения с $\Delta N=2$. Суммарная радиационная ширина $2^+(K=1)$-состояний в области энергий 13-14 *МэВ* обычно оказывается $\sim\Gamma_\gamma(E2, 0\to 2)\sim 300$ *эВ*.

Указанная нами область локализации E2(K=1)-резонанса соответствует значению энергии $\omega(2^+)\sim 70\,A^{-1/3}$ *МэВ*, что согласуется с макроскопическими оценками, которые указывают на возможность существования изоскалярного E2-резонанса в области энергий порядка $(60-70)\,A^{-1/3}$ *МэВ* /см., напр./29/ /. Эксперименты по неупругому рассеянию электронов и протонов, упомянутые во введении, показывают, что в сферических ядрах существует E2 /или E0 / резонанс при энергии порядка $65\,A^{-1/3}$ *МэВ*. Если это E2-резонанс, то он исчерпывает около 50% правила сумм $S_{E2,\,T=0}$. Исследование неупругого рассеяния протонов с энергией 155 *МэВ* было проведено на ядрах ^{181}Ta и ^{165}Ho /30/ Омечается, что в ядре Ho при углах рассеяния $\theta > 13°$ обнаружено два резонанса с энергией 10,4 и 13 *МэВ*. Возможно, что это связано с расщеплением E2-резонанса по квантовому числу K.

Рассмотренная нами модель содержит только параметры среднего поля и парных взаимодействий. Независимость положения E2-резонанса и его характеристик от спиновых взаимодействий мы уже отмечали. Оказалось, что изменение параметров деформации и значений энергетической щели также не влияет сколько-нибудь заметно на положение резонанса, хотя значение силовой функции E2-переходов может слегка варьироваться в резонансной области.

Тот факт, что предсказанная теорией сила E2-резонанса с $K=1$ примерно вдвое меньше, чем наблюдаемая в экспериментах на сферических ядрах, представляется естественным следствием деформации. Предстоит еще оценить возможный вклад в правило сумм состояний с $K=0$ и 2.

Проведенные нами расчеты в основном подтвердили выводы работы/17/ о локализации M1-резонанса ($K=1$) в области энергий порядка 7-9 *МэВ* /см. силовые функции на *рис. 2* и *4*/. Восстановление ротационной инвариантности гамильтониана несколько меняет распределение силовой функции $\mathcal{F}(M1)$ в спектроскопической области энергий, но существенно не влияет на положение и свойства M1-резонанса. Это совпадает с выводами работы [14]. Однако эффективные взаимодействия, восстанавливающие ротационную инвариантность, заметно влияют на правило сумм для M1 -переходов, уменьшая его примерно на 10-12%. С учетом этой поправки правила сумм, вычисленные в методе СФ /уравнение /27/ и в квазичастичном приближении /уравнение /28//, прекрасно согласуются между собой. Вклад в правило сумм, обусловленный несферичностью ядра, составляет примерно 10-15%. Отметим, что 1^+ -состояния в области M1-резонанса исчерпывают примерно 30-40% полного правила сумм. Суммарная радиационная ширина этих состояний Γ_γ (M1, 0 → 1) ~ 60-80 *эВ*.

В заключение авторы выражают благодарность С.К.Абдулвагабовой и Д.Караджову за предоставление ряда численных данных, а также сотрудникам Отдела теории ядра за полезные обсуждения работы.

Литература

1. R.Pitthan and Th.Walcher. Zeitschrift fur Naturforschung, 27a, 1683 (1972).
2. S.Fukuda and Y.Torizuka. Phys.Rev.Lett., 29, 1109 (1972).
M.Nagao and Y.Torizuka. Phys.Rev.Lett., 30, 1068 (1973).
3. F.R.Buskirk et al. Phys.Lett., 42B, 194 (1972).
4. M.B.Lewis, F.E.Bertrand. Nucl.Phys., A196, 337 (1972).
5. Н.И.Пятов, М.И.Черней. ЯФ, 16, 931 /1972/.
6. В.Г.Соловьев. Теория сложных ядер. Изд. Наука, М., 1971.
7. B.L.Birbrair. Nucl.Phys., A108, 449 (1968).
8. E.R.Marshalek, J.Weneser. Ann.Phys., 53, 569 (1969).
9. В.М.Михайлов. Изв. АН СССР, сер.физ., 34, 840 /1970/.
10. I.Hamamoto. Nucl.Phys., A177, 484 (1971).
11. С.Т.Беляев, В.Г.Зелевинский, ЯФ, 11, 741 /1970/.
12. С.Т.Беляев, В.Г.Зелевинский. ЯФ, 16, 1195 /1972/; 17, 525 /1973/.
13. A.Bohr. Rotational States of Atomic nuclei, Copenhagen, 1954 /перевод: ПСФ, 1, 5 /1956//.
14. В.М.Михайлов, В.В.Погосян. ЯФ, 16, 289 /1972/.
15. O.Prior, F.Boehm, S.G.Nilsson. Nucl.Phys., A110, 257 (1968).
16. O.Nathan, S.G.Nilsson, in Alpha-, Beta-, and Gamma-Ray Spectroscopy, ed. K.Siegbahn, N.-H., Amsterdam, 1965, ch. X.

17. S.I.Gabrakov, A.A.Kuliev et al. Nucl.Phys., A182, 625 (1972).
18. С.И.Габраков, А.А.Кулиев, Н.И.Пятов, ЯФ, 12, 82 /1970/.
19. B.R.Mottelson. Proc.Int.Conf.Nucl.Str., Kingston, Canada, 1960. eds. D.A.Bromley and E.W.Vogt (N.-H., Amsterdam, 1960), p. 525.
20. M.I.Baznat, N.I.Pyatov, M.I.Chernej. Phys. Scripta, 6, 227 (1972); М.И.Базнат, Н.И.Пятов, М.И.Черней. ЭЧАЯ, 4, 941 /1973/.
21. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, В.Г.Соловьев, С.И.Федотов. ЭЧАЯ, 4, 357 /1972/.
22. J.H.Hamilton et al. Phys.Rev., C5, 899 (1972).
23. Е.П.Григорьев, К.Я.Громов и др. Изв. АН СССР, сер.физ., 33, 635 /1969/.
24. Б.С.Джелепов, С.А.Шестопалова. Изобарные ядра с массовым числом А=170, Изд. Наука, Ленинград, 1973.
D.C.Camp, F.M.Bernthal. Phys.Rev., C6, 1040 (1972).
25. Б.Л.Бирбраир, К.Н.Николаев. ЯФ, 14, 705 /1971/.
26. V.S.Shirley, in Hyperfine Interactions in Excited Nuclei, eds. G.Goldring and R.Kalish (Gordon and Breach, New York, 1971), v. 4, p. 1255.
27. K.E.G.Löbner, M.Vetter, V.Hönig. Nuclear Data, A7, 495 (1970).
28. О.Бор, Б.Моттельсон. Структура атомного ядра /Изд. "Мир", М., 1971/ т. 1, гл. 2.
29. J.Bang, P.D.Kunz. Phys.Lett., 37B, 128 (1971).
G.R.Satchler. Nucl.Phys., A195, 1 (1972).
30. N.Marty, V.Comparat et al. Proc.Int.Conf. on Nucl.Phys., Munich, 1973; eds. J. de Boer and H.J.Mang (N.-H., Amsterdam, 1973), v. 1 Contributed Papers, p. 657.

Рукопись поступила в издательский отдел
24 октября 1973 года.