ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, 1998, том 61, № 12, с. 2157–2160

ЯДРА

МЕЖПОЛОСНЫЕ $E2$-ПЕРЕХОДЫ С $\Delta K = 1$ В НЕАДИАБАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ НЕЧЕТНОГО ДЕФОРМИРОВАННОГО ЯДРА

© 1998 г. В. В. Мазепус

Институт ядерной физики СО РАН, Новосибирск

Поступила в редакцию 05.01.98 г.

Переходы между вращательными полосами с изменением минимального углового момента полосы на единицу в нечетных деформированных ядрах рассмотрены в рамках предложенной ранее неадиабатической модели. Вычислена приведенная вероятность такого перехода в ядре ^{161}Dy. Эта величина сравнивается с результатом модели "частица + ротор" и с экспериментальным значением, обсуждаются вклады в нее различных эффектов.

Для объяснения наблюдаемых спектров вращательных полос в нечетных деформированных ядрах обычно используется cranking-модель (CM), применимость которой обосновывается с помощью метода проектирования [1, 2] либо прямыми вычислениями в рамках этого метода [3]. Кроме того, сохраняет эвристическое значение модель "частица + ротор" (PRM), особенно в усовершенствованных вариантах последнего десятилетия, использующих, в частности, хартри-фоковские расчеты [4].

Во всех этих подходах удается достигнуть неплохого согласия вычисленных спектров с экспериментальными, что, однако, отнюдь не закрывает проблему теоретического описания низколежащих состояний в нечетных деформированных ядрах. Прежде всего не имеет удовлетворительного обоснования CM; метод проектирования, лежащий, как предполагается, в ее основе, оказывается неустойчивым относительно расширения пространства пробных состояний. В частности, это пространство можно расширить таким образом, что проектирование по угловому моменту будет приводить к модели, практически совпадающей с PRM [5]. Далее, даже современные модификации PRM не избавляют от необходимости искусственного ослабления кориолисовых сил для воспроизведения наблюдаемых спектров. Это обстоятельство свидетельствует о принципиальной важности эффектов, связанных с перестройкой четного остова под влиянием вращения в присутствии нечетной частицы. Наконец, расчет энергий возбужденных состояний вообще не слишком критичен для проверки теоретических моделей, поскольку неопределенности таких расчетов, как правило, сравнимы с влиянием кориолисова взаимодействия [6].

Как уже неоднократно отмечалось, более показательны с этой точки зрения приведенные вероятности $E2$-переходов между вращательными полосами, значения минимального углового момента в которых отличаются на единицу [7, 8]. В противоположность энергетическим спектрам эти вероятности определяются в основном каким-либо одним матричным элементом кориолисова взаимодействия. В то же время существующие методы не дают удовлетворительного описания таких переходов.

Ранее была предложена микроскопическая модель [9, 10], учитывающая неадиабатические эффекты в нечетных ядрах и использующая приближения метода обобщенной матрицы плотности [11]. Эта неадиабатическая модель (NM), в которой состояния нечетного ядра описываются исходя из параметров соседних четных ядер, неплохо воспроизводит наблюдаемые уровни ротационных полос, сильно искаженных кориолисовым взаимодействием. В то же время она основана на ясных физических предпосылках и близка по духу к PRM.

В настоящей статье в рамках NM рассматриваются межполосные переходы с $\Delta K = 1$. Обсуждается также возможность описания тех эффектов, которые не учитываются в простейшей формулировке NM.

Гамильтониан NM имеет вид [10]

$$\mathcal{H} = H + S, \tag{1}$$

где операторы H и S действуют в прямом произведении пространств коллективных состояний четного остова, одночастичных состояний валентного нуклона и "спинорных" состояний, различающих каналы частица–дырка и частица–частица. Оператор H представляет собой коллективный гамильтониан остова и в простейшем случае восстанавливается по экспериментальным энергиям соседних четных ядер. Оператор S имеет смысл динамического самосогласованного поля, зависящего от коллективных переменных. Физически осмыслены лишь те собственные функции гамильтониана (1), для которых собственные значения обобщенной матрицы плотности остова R, коммутирующей с $\mathcal{H}$, отличны от нуля.

Если ограничиться учетом взаимодействия нечетной частицы лишь с состояниями основной вращательной полосы деформированного четного остова, то

$$H = H(N, L_\nu), \quad \nu = 1, 2, 3,$$

$$S = \begin{pmatrix} \varepsilon & -\hat{\Delta} \\ -\hat{\Delta}^+ & -\varepsilon \end{pmatrix}, \tag{2}$$

где N – оператор числа частиц в остове, L_ν – компоненты углового момента остова в подвижных осях, ε – одночастичные энергии (например, нильссоновское поле). Спаривательный оператор $\hat{\Delta}$, уничтожающий пару частиц, может быть представлен в виде

$$\hat{\Delta} = \Delta(L_\nu)e^{-2i\varphi}, \tag{3}$$

где φ – фаза, сопряженная с N; параметр щели Δ считается слабо зависящим от N. Если остов аксиально-симметричен, то $L_3 \equiv 0$ и H, Δ зависят только от $\mathbf{L}^2$.

Компоненты полного углового момента нечетного ядра в подвижной системе определяются как

$$I_\nu = L_\nu + j_\nu, \tag{4}$$

где j_ν – компоненты одночастичного момента. Гамильтониан $\mathcal{H}$ коммутирует с $\mathbf{I}^2$ и $I_3 - j_3$; из-за аксиальности остова для физических состояний

$$I_3 - j_3 = 0. \tag{5}$$

Оператор $\mathcal{H}$ коммутирует также с оператором числа частиц нечетного ядра

$$\mathcal{N} = N + \tau^3, \tag{6}$$

где τ^3 – матрица Паули. Из сохранения числа частиц следует, что зависимость собственных функций гамильтониана $\mathcal{H}$ от фазы φ определяется множителем

$$\exp[i(\mathcal{N} - \tau^3)\varphi].$$

После отделения этой зависимости эффективный гамильтониан принимает форму

$$\mathcal{H}' = H(\mathcal{N} - \tau^3, L) + \begin{pmatrix} \varepsilon & -\Delta(L) \\ -\Delta(L) & -\varepsilon \end{pmatrix}, \tag{7}$$

в которой величины H и Δ относятся к соседним четным ядрам. Функция $\Delta(L)$ определяется как

$$\Delta(L) = G\left\langle \mathcal{N} - 1, L\left|\sum_i a_i a_{\bar{i}}\right|\mathcal{N} + 1, L\right\rangle, \tag{8}$$

где a_i – фермионный оператор, G – спаривательная константа.

Произвольный одночастичный оператор $\hat{Q}$ определяется в NM как

$$\hat{Q} = Q + q, \tag{9}$$

где q – одночастичная матрица, соответствующая данному оператору, а Q относится к остову. Если $\hat{Q}_\mu$ – оператор квадрупольного момента и рассматриваются лишь переходы между вращательными полосами нечетного ядра, то вклад q_μ пренебрежимо мал. При относительно небольших угловых моментах обычно предполагается, что

$$Q_\mu = Q_0 D^2_{\mu 0}(\Omega), \tag{10}$$

Q_0 – статический квадрупольный момент, Ω – набор углов Эйлера.

Собственные функции гамильтониана (7) удобно разложить по состояниям с определенным значением $K = I_3 = j_3$; в отсутствие связи между полосами K совпадает с минимальным моментом полосы. Таким образом, собственные функции (7) представляют собой "спиноры":

$$\Psi^I_K(K') = \begin{pmatrix} f^I_{KK'} \\ g^I_{KK'} \end{pmatrix}. \tag{11}$$

Здесь K' – проекция полного углового момента на ось симметрии в базисных состояниях $|IMK'\rangle$, играющая роль переменной в этом представлении, в то время как K – "асимптотическое" квантовое число, маркирующее полосы в нечетном ядре.

Отсюда с использованием определения приведенной вероятности перехода [12] получаем:

$$\begin{gathered} B(E2; I_iK_i \longrightarrow I_fK_f) = \\ = \frac{5}{16\pi}e^2Q_0^2|S(I_iK_i \longrightarrow I_fK_f)|^2, \\ S(I_iK_i \longrightarrow I_fK_f) = \\ = \sum_K C^{I_fK}_{I_iK20}\Big\{(f^{I_f}_{K_fK})^* f^{I_i}_{K_iK} + (g^{I_f}_{K_fK})^* g^{I_i}_{K_iK} + \\ + (-1)^{I_i - K}\Big[(f^{I_f}_{K_fK})^* f^{I_i}_{K_i,-K} + (g^{I_f}_{K_fK})^* g^{I_i}_{K_i,-K}\Big]\Big\}. \end{gathered} \tag{12}$$

Имея в виду сравнение с более ранними расчетами, определим также величину $R(IK \longrightarrow I'K')$:

$$B(E2;\, I_iK_i \longrightarrow I_fK_f) = \\ = \frac{5}{16\pi}\left|R(I_iK_i \longrightarrow I_fK_f)C^{I_fK_f}_{I_iK_i2\Delta K}\right|^2, \\ R(I_iK_i \longrightarrow I_fK_f) = \\ = eQ_0[C^{I_fK_f}_{I_iK_i2\Delta K}]^{-1}S(I_iK_i \longrightarrow I_fK_f). \tag{13}$$

В обычной PRM в первом порядке по взаимодействию Кориолиса [13]

$$R(I_iK_i \longrightarrow I_fK_f = K_i+1) = \sqrt{6}eQ_0\varepsilon_+, \\ \varepsilon_+ = A\frac{\langle K_f|j_+|K_i\rangle\xi^{(-)}_{K_fK_i}}{\mathcal{E}_{K_f}-\mathcal{E}_{K_i}}. \tag{14}$$

Здесь A – инерциальный параметр, $\xi^{(-)}_{KK'} = u_Ku_{K'} + v_Kv_{K'}$, u_K и v_K – коэффициенты преобразования Боголюбова, $\mathcal{E}_K$ – невозмущенная энергия состояния с квантовым числом K. В оценках по формулам (14), как правило, в качестве энергетического знаменателя принимают величину, определяемую из наблюдаемых энергий соответствующих вращательных полос.

Численный расчет приведенной вероятности по формулам (12), (13) с точной диагонализацией гамильтониана (7) выполнен для перехода между полосами $3/2^-[521]$–$5/2^-[523]$ в типичном деформированном ядре редкоземельной области ^{161}Dy. Ранее в рамках NM были вычислены для этого ядра энергии вращательной полосы $5/2^+$, сильно искаженной кориолисовым взаимодействием [10]. Расчет переходов между полосами отрицательной четности проведен при тех же параметрах среднего поля и четного остова. В частности, параметры потенциала Нильссона и гексадекапольная деформация взяты из [14], для квадрупольной деформации принималось $\varepsilon_2 = 0.26$; величины $\Delta(L)$ вычислялись по формуле

$$\Delta(L) = \Delta_0[1 + \zeta_2L(L+1) + \zeta_4(L(L+1))^2] \tag{15}$$

с $\Delta_0 = 660$ кэВ, $\zeta_2 = -5.11 \times 10^{-3}$, $\zeta_4 = 1.05 \times 10^{-5}$. Для удобства сравнения с расчетами по PRM, выполненными в работе [13], было принято, как и в настоящей работе, $Q_0 = 738$ Фм^2, что на 7% превышает экспериментальное значение для основного состояния ядра ^{161}Dy [15].

В NM при указанных параметрах было найдено значение

$$R_{NM}(3/2, 3/2 \longrightarrow 5/2, 5/2) = 151.2\ e\ \text{Фм}^2. \tag{16}$$

Это на 37% меньше, чем значение аналогичной величины, рассчитанное по PRM. Представляет интерес оценить вклад в (16) различных эффектов, отличающих (7) от гамильтониана, приводящего к PRM.

Гамильтониан остова $H(\mathcal{N} - \tau^3, L)$, входящий в (7), представим в виде

$$H(\mathcal{N} - \tau^3, L) = AL(L+1) - B[L(L+1)]^2 - \lambda\tau^3. \tag{17}$$

Величина λ, очень слабо зависящая от L, играет роль химического потенциала и включается в ε, тогда как параметры A и B могут быть определены по экспериментальным энергиям соседних четных ядер. Гамильтониан (7) приобретает форму

$$\mathcal{H}' = \mathcal{H}_0 + h, \\ \mathcal{H}_0 = A(\mathbf{I}-\mathbf{j})^2 + \begin{pmatrix} \varepsilon & -\Delta_0 \\ -\Delta_0 & -\varepsilon \end{pmatrix}, \\ h = -B(\mathbf{I}-\mathbf{j})^4 - \tau^1\Delta_0[\zeta_2(\mathbf{I}-\mathbf{j})^2 + \zeta_4(\mathbf{I}-\mathbf{j})^4] \tag{18}$$

(τ^1 – матрица Паули).

В пренебрежении переходами с изменением знака энергии квазичастиц слагаемое $\mathcal{H}_0$ приводит к гамильтониану PRM [9]. Рассматривая h и кориолисов член $A\mathbf{I}\cdot\mathbf{j}$ в $\mathcal{H}_0$ как возмущение, легко найти вклады первого порядка в $R(IK \longrightarrow I'K')$, а также оценить влияние высших порядков.

Для обсуждаемого перехода в ^{161}Dy учет зависимости $\Delta(L)$ редуцирует величину $R(IK \longrightarrow I'K')$ по сравнению с ее значением (14), вычисленным по PRM, на 24%. Редукция, происходящая от неквадратичности $H(L)$, составляет 4%. Замена энергетического знаменателя в (14) на самосогласованную величину, рассчитанную с использованием потенциала Нильссона, приводит к дальнейшей редукции $R(IK \longrightarrow I'K')$ на 7%. Наконец, вклады высших порядков вместе с переходами, изменяющими знак энергии квазичастиц, в значительной степени компенсируют друг друга и дают суммарную редукцию еще на 2%. Заметим, что последний эффект сильно зависит от деталей структуры одночастичных уровней и в других ядрах может иметь другой порядок величины и другой знак.

Несмотря на отмеченную редукцию, экспериментальное значение величины $R(IK \longrightarrow I'K')$ составляет лишь ~68% от значения (16) [13]. Для того чтобы объяснить это расхождение, следует принять во внимание два обстоятельства, уже обсуждавшиеся в литературе [8]. Во-первых, матричные элементы одночастичного углового момента заметно зависят от формы среднего поля и по этой причине известны с некоторой долей неопределенности. Это проявляется, в частности, в том, что матричный элемент $\langle 5/2^-[523]|j_+|3/2^-[521]\rangle$, который в основном определяет вероятность перехода в рассматриваемом случае, в потенциале Саксона–Вудса имеет численное значение, на 20% меньшее, чем значение, полученное в модели Нильссона.

Во-вторых, выбор экспериментальных энергий соседних четных ядер в качестве собственных значений гамильтониана остова $H(L)$ не учитывает влияния эффекта блокировки, увеличивающего момент инерции остова. Оценить этот эффект можно, представив $H(L)$ в виде (17) и вычислив коэффициенты A и B в рамках СМ с использованием параметра щели Δ_0. Это приводит к уменьшению величины $R(IK \longrightarrow I'K')$ на 14%.

Таким образом, NM в сочетании с приведенными соображениями о влиянии эффекта блокировки и неопределенности одночастичных матричных элементов, по-видимому, решает проблему описания межполосных переходов с $\Delta K = 1$ на качественном уровне. Что же касается количественного согласия вычисленных и экспериментальных приведенных вероятностей переходов, то следует подчеркнуть, что вся информация об эффекте блокировки до сих пор получалась только из СМ и родственных ей моделей, применимость которых для описания нечетных ядер, как отмечалось выше, вызывает сомнения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Beck R., Mang H.J., Ring P.* // Z. Phys. 1970. V. 231. P. 26.
2. *Ring P., Mang H.J., Banerjee B.* // Nucl. Phys. 1974. V. A225. P. 141.
3. *Yang Sun, Da Hsuan Feng* // Phys. Rep. 1996. V. 264. P. 375.
4. *Jain A.K. et al.* // Rev. Mod. Phys. 1990. V. 62. P. 393.
5. *Мазепус В.В.* // ЯФ. 1981. Т. 34. С. 928.
6. *Мазепус В.В.* // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1983. Т. 47. С. 109.
7. *Бор О., Моттельсон Б.* Структура атомного ядра. Т. 2. М.: Мир, 1977.
8. *Карпешин Ф.Ф., Люторович Н.А.* // Сильные и слабые утверждения в ядерной спектроскопии и теории ядра. Л.: Наука, 1981. С. 96.
9. *Mazepus V.V.* // Phys. Lett. 1984. V. B139. P. 139.
10. *Мазепус В.В.* // ЯФ. 1985. Т. 42. С. 117.
11. *Беляев С.Т., Зелевинский В.Г.* // ЯФ. 1972. Т. 16. С. 1195.
12. *Бор О., Моттельсон Б.* Структура атомного ядра. Т. 1. М.: Мир, 1971.
13. *Günther C., Soares J.C.* // Nucl. Phys. 1976. V. A257. P. 1.
14. *Lamm I.-L.* // Nucl. Phys. 1969. V. A125. P. 504.
15. *Powers R.J. et al.* // Nucl. Phys. 1977. V. A292. P. 487.

INTERBAND $E2$-TRANSITIONS WITH $\Delta K = 1$ IN THE NON-ADIABATIC MODEL OF ODD-MASS DEFORMED NUCLEUS

V. V. Mazepus

Interband transitions changing the minimal angular momentum by one in odd-mass deformed nuclei are considered in the framework of the previously suggested non-adiabatic model. The reduced probability of such transition in the ^{161}Dy nucleus is calculated. This quantity is compared with the result of the particle + rotor model, as well as with the experimental value. Contributions given by different effects are discussed.