МОДЕЛЬ НЕАКСИАЛЬНОГО РОТАТОРА ДЛЯ ЯДЕР СО СПИНОМ 7/2

Р. А. САРДАРЯН

Модель неаксиального ротатора, в которой сохраняется проекция момента внешнего нуклона на ось z, применяется для описания спектра ядер, спин основного состояния которых равен 7/2. Рассчитанный спектр сравнивается со спектрами ядер Ho¹⁶⁵, Lu¹⁷⁷, Dy¹⁶⁵, Yb¹⁶⁹, Yb¹⁷⁵, Er¹⁶⁷, Er¹⁶⁹, Er¹⁷¹, Hf¹⁷⁷ и Hf¹⁷⁹.

В работе [1] была рассмотрена модель нечетных неаксиальных. ядер в адиабатическом приближении, заключающемся в том, что коллективные степени свободы ядра могут рассматриваться независимо от одночастичных. Поводом для такого предположения явилось то обстоятельство, что, как было показано в работах [2, 3], при не очень больших значениях параметра неаксиальности у среднее значение проекции момента количества движения на ось z для низколежащих состояний ядер равно спину основного состояния. То, что возбуждения, связанные с разрывом пары, лежат выше 1,5-2 мэв, позволяет исследовать коллективные движения в пренебрежении парными корреляциями. Таким образом, была поставлена задача, заключающаяся в выяснении влияния неаксиальности на основную и аномальную вращательные полосы. Основные предположения модели заключаются в следующем. Ядро состоит из неаксиального остова и нуклона, движущегося в поле остова. Хотя поле, в котором движется внешний нуклон, неаксиальное, предполагается, что момент количества движения ј внешнего нуклона и проекция его ^Q на ось z, совпадающую с осью симметрии ядра при исчезновении неаксиальности, являются интегралами движения. Спин основного состояния ядра определяется моментом количества движения внешнего нуклона, I_0 (спин осн. сост.) = $i = \Omega$.

Гамильтониан системы записывается в виде

$$H = H_{vlb} + H_{rot} + H_{lnt},\tag{1}$$

где H_{vlb} — гамильтониан поверхностных колебаний, H_{rot} — вращательный гамильтониан, H_{int} — гамильтониан взаимодействия внешнего нуклона с несферической частью поля остова. Явный вид этих операторов выписан в работе [1]. Предполагая, что β -колебания можно отделить от остальных движений системы, при сделанных выше предположениях уравнение для переменных $\gamma \theta_i$ может быть записано в следующем виде:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - Dz^2 - \hat{R}(\gamma_0, \theta_1) + \Lambda')\psi(z, \theta_1) = 0, \qquad (2)$$

где

$$z = \gamma - \gamma_0, \tag{3}$$

$$\hat{R}(\gamma_0, \theta_1) = \frac{1}{3} \Gamma_1(\gamma_0) \left[I(I+1) - K^2 \right] + \frac{1}{3} \Gamma_2(\gamma_0) \left(\hat{I}_1^2 - \hat{I}_2^2 \right) + \frac{1}{3} \Gamma$$

$$+\Gamma_{3}(\gamma_{0})\frac{(K-\Omega)^{2}}{12},$$
(4)

$$\Gamma_{1}(\gamma_{0}) = \frac{3 \sin \gamma_{0}}{\sin^{2} 3 \gamma_{0}} \left(2 + \cos 2\gamma\right); \quad \Gamma_{2}(\gamma_{0}) = -\frac{3\sqrt{3} \sin^{2} \gamma_{0}}{\sin^{2} 3\gamma_{0}} \sin 2\gamma_{0}; \quad \left| \qquad (5) \right|$$

$$\Gamma_{3}(\gamma_{0}) = \frac{3}{\sin^{2}\gamma_{0}};$$

$$K-\Omega = 2m; m = 0, \pm 1, \pm 2, \cdots$$
 (6)

В уравнении (2) переменные z и θ_i разделяются и вращательный спектр определяется уравнением

$$[\hat{R}(\gamma_0, \theta_i) - \varepsilon] U(\theta_i) = 0.$$
(7)

Диагонализируя оператор $\hat{R}(\gamma_0, \vartheta_i)$ в пространстве функций

$$|IK\tau\rangle = \sqrt{\frac{3I+1}{16\pi^2}} D^{I}_{MK}(\theta_{I}) \varphi_{2}^{J}(\mathbf{x}) + (-1)^{I-J} D^{I}_{M,-K}(\theta_{I}) \varphi_{-2}^{J}(\mathbf{x}) \}, \qquad (8)$$

определим собственные значения энергии з.

Отличные от нуля матричные элементы оператора $\hat{R}(\gamma_0, \theta_i)$ имеют вид

$$\langle IK\tau | \hat{R} | IK\tau \rangle = \frac{1}{3} \Gamma_1(\gamma_0) | [I(I+1) - K^2] - (-1)^{I-j} (I+1/2) (j+1/2) \delta_{K1/2} \delta_{\Omega_1/2}) + \Gamma_3(\gamma_0) \frac{(K-\Omega)^2}{12},$$
(9)

$$\langle IK\tau | \hat{R} | I, K \mp 2, \tau \rangle = \frac{\Gamma_{2}(\gamma_{0})}{6} \sqrt{(I \pm K)(I \pm K + 1)(I \mp K + 1)(I \mp K + 2)}$$
(10)

Диагонализация оператора $\hat{R}(\gamma_0 \theta_i)$ проводилась на ЭМВ "Раздан-З", порядок диагонализируемых матриц определяе тоя выражением n=I+1/2. На рис. 1 и 2 представлен энергетический спектр в зависимости от параметра неаксиальности для ядер со спином 7/2, полученный в результате указанной выше диагонализации. Эта система [уровней зависит от двух параметров: 1) от параметра (обозначим его A''), имеющего тот же смысл, что и параметр A в формуле

$$E(I) = AI(I+1) + BI^{2}(I+1)^{2}, \qquad (11)$$

2) параметра неаксиальности ү. Для удобства пользования и наглядности на рис. 1 приведены основная вращательная полоса до уровня со спином 23/2 и два уровня аномальной полосы — нижайший со спином 3/2 и уровень с I = (11/2)₂. На рис. 2 представлена аномальная



Рис. 1. Основная вращательная полоса и два уровня (нижайший и уровень со спином 11/2 (K = 3/2)) аномальной полосы с m³=1 в зависимости от параметра неаксиальности ү для ядер со спином 7/2.



Рис. 2. Аномальная вращательная полоса с m = 1, отсчитываемая от нижайшего аномального уровня, в зависимости от параметра 7 для ядер со спином 7/2.

полоса, энергетические уровни которой отсчитываются от нижайшего аномального уровня с I = 3/2. Кривые имеют реальный смысл при $\gamma \lesssim 20^{\circ}$. Это связано с тем обстоятельством, что гамильтониан (1) инвариантен относительно преобразования

$$\left. \begin{array}{c} \gamma \rightarrow \frac{\pi}{3} - \gamma \\ \beta \rightarrow -\beta \end{array} \right\}$$
(12)

(см., напр., [4]). Приближение $\Omega = \text{const}$ нарушает эту инвариантность. Физически это связано со следующим обстоятельством. Преобразование $\gamma \to 60^\circ - \gamma$ означает, что мы перешли от вытянутой формы ядра к сплюснутой. При этом меняется ось симметрии ядра. Если при $\gamma = 0^\circ$ ось симметрии была направлена по оси z, то при $\gamma = 60^\circ$ ось симметрии направлена по оси y. С этим связано то, что при $\gamma = 60^\circ \Omega$ уже не может быть интегралом движения, если смысл ее остается проекцией на ось z. Поэтому приближение $\Omega = \text{const}$ будет справедливо до тех пор, пока ось z приблизительно может еще считаться осью симметрии, т. е. до $\gamma \lesssim 20^{\circ}$.

При сравнении теории с экспериментом параметры γ и A'' выбираются так же, как и в работе [1]. На рис. З проводится сравнение теоретических и экспериментальных уровней ядра Ho¹⁸⁵. Легко видеть, что адиабатическая теория, развиваемая в настоящей работе, дает не-



Рис. 3. Экспериментальные и теоретические спектры ядра Ho¹⁸⁵. В первом столбце (слева направо) даны экспериментальные значения энергий и спинов, во втором — рассчитанные в настоящей работе, в третьем — расчеты работы [4]. в четвертом и пятом — основная и аномальная вращательные полосы, рассчитанные по формуле (11).

плохое согласие с экспериментом, причем адиабатический спектр очень близок к неадиабатическому, относящемуся к одночастичному состоянию с $|\Omega| = 7/2$ и рассчитанному в работе [3]. При этом основной вращательной полосе соответствуют две аномальные, причем, как отмечалось в работе [1], положение аномальной полосы, соответствующей K = Q + 2, строго определено положением полосы с K = Q - 2. Однако в эксперименте уровни 11/2-, 687 кэв и 13/2-, 815 кэв интерпретируются как аномальные уровни с $K = \Omega + 2$. Их положение довольно существенно отличается от предсказываемого теорией. Если эксперименты подтвердятся, то этому факту нужно будет найти объяснение. Следует, однако, отметить, что положение первого из этих уровней близко к теоретическому 13/2-, 700 кэв, принадлежащему полосе с $K = \Omega + 2$, а второго - к уровню 11/2-, 860 кэв полосы с $K = \Omega - 2$. Формула (11) также дает хорошее согласие с экспериментом, однако для описания основной и двух аномальных полос с $K = \Omega - 2$ и $K = \Omega + 2$ потребовалось бы восемь параметров, тогда как в настоящей работе всего два. Конкретные значения параметров, используемых при сравнении с опытом даны в таблице. Параметры А' и В' также относятся к формуле (11), но примененной для описания аномальной полосы. Таблица

A" A' B' B 7 Ядро A 11,13 13,7 9,01 8,35 12,7 8,0 10,85 -0,0049 .1.0,0048 +0,0053 9,6 12,9 8,7 13°10' 0,0028 Ho165 10,53 10" Lu177 -0,0064 13,76 12°20' Dy165 0,0032 9,14 7,5 10°05' 0,019 Yb169 7,1 --0,036 10,8 11°10' Yb175 11,8 0,0046 12° 0,02 8,2 0,0068 Er167 8,5 14,0 9,9 17°40' Er169 0,076 -0,05 16°40' 13,7 -0,041 10,8 Er171 12,65 14° -0,0073 11,4 Hf177 12.85 15° -0,0143 12,0 13,4 Hf179 14.0 -0,009

На рис. 4 сравниваются теоретические и экспериментальные спектры ядра Lu¹⁷⁷. В этом ядре наблюдается аномальная полоса с $K = \Omega + 2$. Теория хорошо описывает эту аномальную полосу, однако



Lu¹⁷⁷, без расчетов работы [4].

Рис. 5. То же, что и на рис. 3, дл. ядра Dy¹⁶⁵.

представляет большой интерес поиск в этом ядре аномальной полосы с $K=\Omega-2$. Энергетическое расщепление полос с $K=\Omega+2$ и $K=\Omega-2$ могло бы быть дополнительным критерием применимости модели. На рис. 5—12 теоретический спектр сравнивается с экспериментальными спектрами ядер Dy¹⁶⁵, Yb¹⁶⁹. Yb¹⁷⁵, Er¹⁸⁷, Er¹⁶⁹, Er¹⁷¹, Hf¹⁷⁷ и Hf¹⁷⁸. Во -3 Известия АН АрмССР, Физика, № 6



Рис. 8. 10 же, что и на рис. 3, для ядра Er¹⁶⁷. Рис. 9. То же, что и на рис. 4, для ядра Er¹⁶⁹.

всех случаях наблюдается хорошее согласие теории с экспериментом. Особый интерес представляет ядро Hf¹⁷⁷ (рис. 11), спектр которого промерен до уровней с довольно большими значениями спина. Легко видеть, что введение неаксильности приводит к некоторому опуска.

Модель неаксиального ротатора







ядра Hf177.

ядра Hf179.

нию уровней с большими спинами по сравнению с формулой E(I) = = AI(I+1), что улучшает согласие теории с экспериментом. Этой же цели служат введение члена $BI^2(I+1)^2$ в формуле (11). Однако введение неаксиальности не только улучшает вращательный спектр ядра, но задает также положение аномальных полос. Пока в эксперименте систематически наблюдаются только аномальные полосы с $K=\Omega-2$. Поиски возбужденных состояний, которые можно было отнести к аномальной полосе с $K = \Omega + 2$ представляют большой интерес. При этом следует иметь в виду, что сравнение теоретического и экспериментального спектров еще недостаточно для однозначной интерпретации спектра, поэтому необходимо дальнейшее исследование свойств аномальных полос, в частности, электромагнитных переходов как меж-

ду уровнями аномальной полосы, так и с уровней аномальной полосы на уровни основной. Что же касается энергетического спектра, то можно сделать следующий вывод. Адиабатическая модель неаксиальных нечетных ядер удовлетворительно описывает основную вращательную полосу, одну аномальную и предсказывает положение второй аномальной полосы с |m| = 1 ядер, спин основного состояния которых равен 7/2. Кроме того, в теории автоматически получаются аномальные полосы с |m| = 2, 3 и т. д.

Ереванский физический институт

Поступила 12.V.1970.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Р. А. Сардарян, препринт ИТФ-70-44, Киев (1970).
- 2. В. В. Пашкевич, Изв. АН СССР, серия физич., 30, 258 (1966).
- 3. И. Е. Кашуба, УФЖ. 12, 545 (1967).
- 4. В. В. Пашкевич, Р. А. Сардарян, Nucl. Phys., 65, 401 ((1965), Изв. АН СССР, серия физич., 28, 1188 (1964).
- 5. О. Натан, С. Г. Нильссон, в книге "Альфа-, бета-, и гамма- спектроскопия" под. редакцией К. Зигбана, вып. 2, Атомиздат, М., 1969.
- М. Р. Бейтынь, Н. Д. Крамер и др., Программа и тезисы XX Ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, часть І. Л., 1970.
- 7. R. K. Sheline et al., Phys. Rev., 136, B351 (1964).
- 8. O. W. Schult et al., Z. fur. Physik., 182, 171 (1964).
- 9. Н. А. Бонч-Осмоловская и др., Изв. АН СССР, серия физич., 34, 12 (1970).
- 10. W. Bondarenko et al., Nucl. Phys., A102, 577 (1967).
- 11. P. O. Tjøm, B. Elbek, Det. Kongl. Dan. Vid. Selsk. Mat. Fys. Medd. 37, No 7 (1969)-
- 12. L. Funke et al., Nucl. Phys., A118, 97 (1968).
- 13 F. M. Bernthal, T. O. Rasmussen, Nucl. Phys., A101, 513 (1967).
- 14. P. Manfrass et al., Nucl. Phys., A102, 563 (1967).

ՈՉ ԱԿՍԻԱԼ ՌՈՏԱՏՈՐԻ ՄՈԴԵԼԸ 7/2 ՍՊԻՆ ՈՒՆԵՑՈՂ ՄԻՋՈՒԿՆԵՐԻ ՀԱՄԱՐ

Ռ. Ա. ՍԱՐԴԱՐՑԱՆ

Πι ակսիալ ռոտատորի մոդելը, որում պահպանվում է արտաքին նուկլոնի մոմննաի պրոհկցիան z առանցքի վրա, օգտագործվում է հիմնական վիճակում 7/2 սպին ունեցող միջուկների սպեկտրի նկարագրման համար։ Հաշված սպեկտրը համեմատվում է Ho¹¹⁵, Lu¹¹⁷, Dy¹⁶⁵, Yb¹⁶⁹, Yb¹⁷⁵, Er¹⁶⁷, Er¹⁸⁹, Er¹¹¹, Hf¹¹⁷, Hf¹¹⁹ միջուկների սպեկտրերի հետ։

THE NON-AXIAL ROTATOR MODEL FOR NUCLEI WITH THE SPIN OF 7/2

R. A. SARDARIAN

The model of non-axial rotator with conserving projection of the external nucleon momentum on the z axis is used to describe the spectra of nuclei having in the ground state the spin 7/2. The spectrum calculated is compared with the experimental spectra of the nuclei Ho¹⁶⁵, Lu¹⁷⁷, Dy¹⁶⁵, Yb¹⁶⁹, Yb¹⁷⁵, Er¹⁸⁷, Er¹⁸⁷, Er¹⁷¹, Hj¹⁷⁷ and Hf¹⁷⁹.