ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

Р4 - 7313

Д. Караджов, И.Н. Михайлов, Й. Пиперова

О ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОДОЛЬНОЙ И ПОПЕРЕЧНОЙ ДЕФОРМИРУЕМОСТИ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР ПРИ ВРАЩЕНИИ

1973

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P4 - 7313

Д. Караджов, И.Н. Михайлов, Й. Пиперова

О ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПРОДОЛЬНОЙ И ПОПЕРЕЧНОЙ ДЕФОРМИРУЕМОСТИ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР ПРИ ВРАЩЕНИИ

Направлено в Physics Letters

Интересным вопросом структуры ядер является выяснение спиновой зависимости коллективных параметров (щели и параметров деформации). Выделить эффекты, связанные с каждым из них, по положению ротационных уровней практически невозможно, поскольку разные причины приводят к сходным искажениям закона идеального ротатора для энергий. Спиновая зависимость в распределении заряда ядра была установлена в измерениях времен жизни [1,2] и среднеквадратичных радиусов состояний ротационной полосы. Интерпретация такой зависимости как результат спинового изменения продольной деформации (β) ядра дана в рамках микроскопической модели в работе [3].

Проявления неаксиальной деформации, зависящей от момента количества движения, до сих пор не проанализированы. Здесь мы обсуждаем возможность определения параметра неаксиальной квадрупольной деформации, вызванной вращением, по матричным элементам оператора квадрупольного момента ядра, а также роль этого эффекта в отклонении от предсказаний адиабатической теории $B(E2; I+2 \to I)$ факторов и статических квадрупольных моментов.

Параметры квадрупольной деформации заряда (массы) мы связываем со средними [4]

$$
\begin{aligned}
\bar{q}_{20} &\equiv tr\, \hat{q}_{20}\, \hat{\rho}(M), \\
\bar{q}_{22} &\equiv tr\, \hat{q}_{22}\, \hat{\rho}(M) \equiv \bar{q}_{20} \frac{1}{\sqrt{2}}\, tg\, \gamma(M).
\end{aligned}
\tag{I}
$$

Здесь $\hat{q}_{2m}$ - матрица оператора квадрупольного момента в деформированном базисе, $\hat{\rho}(M)$ - матрица плотности вращающегося ядра:

$$\hat{\rho} \equiv (\rho_{ij}) \quad , \quad \rho_{ij} = \langle M | a_j^+ a_i | M \rangle . \tag{2}$$

$|M\rangle$ – многофермионная волновая функция ядра, вращающегося так, что проекция момента на ось X равна

$$M = \mathrm{tr}\, \hat{j}_x \hat{\rho}(M). \tag{3}$$

Мы полагаем, что ядра имеют аксиальную симметрию при $M=0$, и выбираем в качестве оси z ось симметрии. Предположения о структуре матрицы $\hat{\rho}(M)$ мы фиксируем в разделе статьи, примыкающем к Таблице. Для наглядности можно считать, что при $M=0$ $|M=0\rangle$ является функцией модели ядра с парными корреляциями[5], а при произвольных значениях коллективного момента M -вакуумом по отношению к квазичастицам общего преобразования Н.Н.Боголюбова, параметры которого определяются с учетом временной зависимости вращающихся состояний.

Вследствие аксиальной симметрии покоящегося ядра и свойств $\hat{Q}_{2m}$ -операторов при отражении времени имеем для достаточно малых M

$$\bar{q}_{20} = Q_0 \left(1 + \frac{M^2}{2} x\right) \quad , \quad \bar{q}_{22} = Q_0 \frac{M^2}{2} y . \tag{4}$$

Если матрица $\hat{\rho}(M)$ известна, то параметры x и y определяются очевидным образом при помощи матрицы

$$\hat{\rho}^{(2)} = \left(\frac{d^2 \hat{\rho}(M)}{dM^2} \right)_{M=0} . \tag{5}$$

Величины x и y следующим образом входят в выражения для приведенных матричных элементов оператора квадрупольного момента, взятых между состояниями одной ротационной полосы (при $K=0$), которым в картине принудительного вращения ставятся в соответствие многофермионные функции $|M>$

$$\langle I\|Q_2\|I\rangle = -\frac{1}{2}\left[\frac{2I(2I+1)(2I+2)}{(2I-1)(2I+3)}\right]^{1/2} Q_0 \cdot$$

$$\cdot\left\{1+\frac{I(I+1)}{2}X-\sqrt{\frac{3}{2}}\left[I(I+1)-1\right]Y\right\} \tag{6}$$

$$\langle I+2\|Q_2\|I\rangle = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{3}{2}}\left[\frac{(2I+4)(2I+2)}{2I+3}\right]^{1/2} Q_0 \cdot$$

$$\cdot\left\{1+\frac{1}{4}\left[(I+2)(I+3)+I(I+1)\right]\left(X+\frac{2}{\sqrt{6}}Y\right)\right\}. \tag{7}$$

Формулы (6) и (7) получены на основе ротонного формализма, описанного в [6] (см. раздел 6 этой работы). При $I \gg 1$ они согласуются с более общими формулами, справедливыми, однако, лишь при $I \gg 1$, полученными в работе [7]. При малых I формулы (6) и (7) и аналогичные им, следующие из теории [7], различаются; матрицы $\langle I'\|Q_2\|I\rangle$, приведенные нами, по своей зависимости от I согласуются с формулами обобщенной модели с коррекциями, учитывающими силы Кориолиса с точностью до второго порядка.

Три параметра (Q_0 , X и Y) можно измерить, лишь комбинируя информацию о диагональных по I и не диагональных по I матричных элементах квадрупольного момента. В частности, измерения $B(E2;I+2\to I)$ факторов позволяют определить лишь Q_0 и $\alpha = \frac{1}{2}(X+\sqrt{\frac{2}{3}}Y)$. Третий параметр Y может быть установлен, если дополнительно определить статический квадрупольный момент ядерного состояния

$$Q(I) = -\frac{I}{2I+3}Q_0\left[1 + I(I+1)\alpha - Y\left(2\sqrt{\frac{2}{3}}I(I+1) - \sqrt{\frac{3}{2}}\right)\right], \quad (8)$$

Таким образом, неаксиальная деформация, зависящая от скорости вращения так, что

$$\operatorname{tg}\gamma = \frac{1}{\sqrt{2}}\,\frac{M^2 Y}{1+\frac{M^2}{2}X}, \quad (9)$$

должна отразиться на появлении зависимости от $I(I+1)$ во "внутреннем квадрупольном моменте" - $Q(I)(2I+3)/I$ дополнительной по сравнению с той, которая характеризует недиагональные матричные элементы $\langle I\|Q_2\|I'\rangle$.

Существующие экспериментальные данные о величинах α в формулах (6), (7) и (8) весьма немногочисленны и мало достоверны. В ядре ^{152}Sm измерения времени жизни состояний ротационной полосы/1/ дали $\alpha = (1.9 \pm 0.6)\,10^{-3}$. В соседнем ^{154}Sm измерения дают $\alpha = (0.6 \pm 0.6)\,10^{-3}$. Оценка $|\alpha| \leq 10^{-3}$ следует из эксперимента, проведенного еще для нескольких ядер, включая ядро ^{158}Er, энергии ротационной полосы в котором заметно отличаются от ожидаемых по формуле $I(I+1)$. Прямую экспериментальную информацию о величине Y нам не удалось обнаружить.

Появление неаксиальной деформации не отражается на изменениях зарядовых радиусов со спином ротационных состояний, однако сказывается на соотношении между изменениями радиусов и матричных элементов оператора квадрупольного момента. Полагая, что ядра при вращении остаются эллипсоидами, получаем

$$Y = \sqrt{6}\left\{\alpha - \frac{(2\lambda+1)(\lambda+2)}{12(1-\lambda)^2}\left[\left(\frac{\delta R^2}{R^2}\right)_{2^+} - \frac{6\lambda}{(2\lambda+1)(\lambda+2)}\left(\frac{\delta V}{V}\right)_{2^+}\right]\right\}. \qquad (10)$$

Здесь $\lambda^{1/2}$ – отношение осей эллипсоида вращения, форму которого имеет покоящееся ядро:

$$\frac{1-\lambda}{\lambda^{1/3}} = \frac{5}{2}\,\frac{Q_0^{ch}}{Z A^{2/3} r_0^2}, \quad (r_0 = 1{,}2\ \text{фм}). \qquad (11)$$

(Q_0^{ch} – внутренний квадрупольный момент в е. барн; A , Z – массовое число и заряд ядра). Формулы (10), (11) учитывают возможность неаксиальной деформации, изменения объема ядра V, и справедливы при любых значениях параметра эллипсоидальной деформации λ . Если $\delta V_{2^+} = 0$, для ядра ^{152}Sm из них следует оценка $Y \approx Y_{exp} = -(2.3 \pm 1.5)10^{-3}$. В работе/9/ показано, что объем ядра имеет тенденцию увеличиваться с ростом парных корреляций. Учитывая эффект кориолисова антиспаривания, приходим к выводу, что сделанная оценка Y является оценкой сверху.

Существующие микроскопические модели в состоянии воспроизвести имеющиеся данные о Q_0 и α /3/. Естественно воспользоваться ими для извлечения информации о величине Y . Расчеты Q_0 , X и Y были проведены авторами данной заметки в модели с гамильтонианом, включающим деформированный потенциал Вудса-Саксона/8/ и силы спаривания плюс QQ -взаимодействия. Параметры сил выбирались для каждого ядра так, чтобы правильно воспроизвести четно-нечетные парные энергии, а также энергии возбуждения β - и γ - состояний в приближении случайной фазы. Свободными являлись параметры деформации одночастичного потенциала β_2, β_4, аппроксимировавшего самосогласованное поле покоящегося ядра. Результаты расчетов для ряда ядер собраны в таблице.

Расчеты свидетельствуют, что абсолютная величина параметра Y по порядку величины совпадает с абсолютной величиной α, причем обе они сильно зависят от параметров деформации поля и сил остаточного взаимодействия. Во всех рассчитанных случаях знак Y оказался отрицательным, т.е. составляющая тензора квадрупольного момента на ось вращения (ось x) оказывается меньше, чем составляющая на ось y . Знак Y можно интерпретировать как результат такой перестройки ядер при вращении, при котором твердотельный момент инерции относительно оси вращения оказывается максимальным. Судя по нашим результатам,появление неаксиальной деформации приводит к уменьшению α и к увеличению коэффициента $\alpha' = \alpha - 2\sqrt{\frac{2}{3}}\,Y$, определяющего отклонения от адиабатического предела в спиновой зависимости статического квадрупольного момента ядер. Для ^{152}Sm учет γ-деформируемости меняет величину теоретической оценки α примерно на 30% и улучшает соответствие между α и $(\delta R^2/R^2)_{2^+}$. В ряде случаев учет γ-деформируемости изменяет даже знак этого коэффициента.

Из приведенных в таблице данных следует, что для ^{152}Sm $\alpha' \approx 5 \cdot 10^{-3}$. При этом отношение "внутренних квадрупольных моментов" $[Q(I_i)(2I_i+3)/I_i]/[Q(I_f)(2I_f+3)/I_f]$ при $I_i = 4$, $I_f = 2$ равно $1 + 7 \cdot 10^{-2}$. То же отношение, найденное без учета γ-деформируемости, равно $1+2.7\,10^{-2}$. Наши оценки показывают, что для экспериментальной проверки γ-деформируемости ядер требуются измерения квадрупольных моментов с точностью не хуже, чем 1%. Такие требования не кажутся чрезмерно жесткими для измерений квадрупольных моментов в μ-мезоатомных экспериментах.

Заметим, что экстраполяция (9) в область произвольно больших M при вычисленных нами значениях параметров для ^{152}Sm приводит к предельному углу $\gamma_0 \approx -25^{\circ}$; к деформации с такой формой ядра приближаются при
$M=\sqrt{I(I+1)} \approx |Y|^{-1/2} \approx 25$.

Таким образом, γ-деформация, вызванная ротацией, по-видимому, следует за изменениями в парных корреляциях.

В ядрах в середине области деформации обсуждаемые эффекты могут быть выражены значительно слабее. Это следует как из данных по спиновой зависимости зарядовых радиусов /1/, так и из расчетов параметров X, Y (см. таблицу, а также /3/).

Авторы выражают искреннюю признательность Т. и Б. Бочевым, а также Е.Б. Бальбуцеву за полезные дискуссии.

Таблица

Изменения параметров формы ядер при вращении

	$^{152}_{62}Sm$				$^{154}_{62}Sm$			$^{158}_{68}Er$	
	теор-I	теор-II	теор-III	эксп.	теор-I	теор-II	эксп.	теор-I	эксп.
Q_0(е барн)	3.96	5.40	4.82	5.89±0.06	4.10	5.61	6.508±0.003	5.16	5.25±0.14
$\alpha \cdot 10^3$	3.31	0.76	1.78	1.9 ±0.6	2.07	0.52	0.6 ±0.6	1.21	1.6±1.0
$\alpha' \cdot 10^3$	8.89	1.66	4.55	-	6.39	1.41	-	2.45	-
$\gamma \cdot 10^3$	-3.41	-0.63	-1.74	-2.25±1.47	-4.32	-0.56	-	-1.01	-
$\left(\frac{\delta R^2}{R^2}\right)_{2+} \cdot 10^4$	-	-	-	5.5 ±0.6	-	-	0.2 ±0.2	-	-

Пояснение к таблице.

Матрица плотности $\hat{\rho}(M)$ находилась из уравнений модели принудительного вращения второго порядка по скорости вращения. Расчеты проведены с потенциалом Вудса-Саксона /8/ для области A =155 при следующих значениях параметров деформации: I - β_{20}=0.200, β_{40}=0.000 II - β_{20}=0.300, β_{40}=0.000 III - интерполяция для β_{20}=0.260, β_{40}=0.000 .

Литература

1. R.M.Diamond et al., Nucl.Phys., A184, 481 (1972).
2. B.Bochev et al. Preprint JINR, E7-6721, Dubna, 1972.
3. J.Meyer, J.Speth. Preprint JINR, E4-6873, Dubna, 1972.
4. А.С.Давыдов."Возбужденные состояния атомных ядер", Атомиздат, 1967, стр. 91.
5. В.Г.Соловьев. "Теория сложных ядер", Наука, 1971.
6. И.Н.Михайлов, Е.Наджаков, Д.Караджов. "Теория ядерных ротационных полос", ЭЧАЯ, т. 4, 311 (1973).
7. J.Meyer. Nucl.Phys., A137, 193 (1969).
8. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, В.Г.Соловьев, С.И.Федотов. ЭЧАЯ, т. 4 (1973).
9. Е.Б.Бальбуцев, З.Бохнацки. Сохраняющие объем парные корреляции в ядрах. Сборник "Структура ядра", ОИЯИ, Д-6465 (1972).

Рукопись поступила в издательский отдел
18 июля 1973 года.