

ОПИСАНИЕ СТАБИЛИЗАЦИИ ОКТУПОЛЬНОЙ ДЕФОРМАЦИИ В ПОЛОСАХ ПЕРЕМЕННОЙ ЧЕТНОСТИ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

© 2020 г. Е. В. Мардыбан^{1),2)*}, Т. М. Шнейдман^{1),3)},
Е. А. Колганова^{1),2)}, Р. В. Джолос^{1),2)}

Поступила в редакцию 28.08.2019 г.; после доработки 17.09.2019 г.; принята к публикации 17.09.2019 г.

Проанализированы расщепления по четности и электрические дипольные переходы в полосах переменной четности тяжелых ядер в зависимости углового момента. Показано, что эти зависимости можно трактовать универсальным способом с использованием одного параметра — критического момента, характеризующего фазовый переход от октупольных колебаний к стабильной октупольной деформации. Используя простую модель, получены аналитические выражения для расщепления по четности и момента электрического дипольного перехода. Результаты сравниваются с экспериментальными данными для различных изотопов Ba, Ce и Nd.

DOI: 10.31857/S0044002720010092

1. ВВЕДЕНИЕ

Существуют убедительные экспериментальные и теоретические указания на то, что когда число протонов или нейтронов в ядре находится вблизи определенных значений (56, 88 и 134), форма ядра оказывается нестабильной по отношению к деформациям, нарушающим пространственную четность [1]. С микроскопической точки зрения существование сильных корреляций, приводящих к деформациям такого типа, связано с появлением вблизи поверхности Ферми пар одночастичных орбиталей противоположной четности с угловыми моментами, отличающимися на $3\hbar$. Это приводит к усилению октуполь-октупольной части ядерного взаимодействия [2, 3]. Расчеты в рамках моделей среднего поля показали, что в этом случае ядра оказываются мягкими по отношению к октупольной деформации или даже принимают грушевидную форму в основном состоянии [4–9]. Альтернативное объяснение дается в рамках кластерного подхода. Суть его состоит в том, что дальнедействующая часть ядерного взаимодействия может приводить к формированию легких кластеров на поверхности ядра [10–12]. Вклад таких кластерных систем приводит к появлению зеркально-асимметричной деформации. Анализ экспериментальных данных показывает, что существует вза-

имосвязь между силой октупольной деформации и вероятностью альфа-распада [13].

Нарушающие зеркальную симметрию поверхности ядра деформации приводят к появлению в спектрах четно-четных ядер низколежащих состояний отрицательной четности, связанных сильными дипольными и октупольными переходами с уровнями полосы основного состояния. С момента первого наблюдения низкоэнергетичных состояний отрицательной четности [14, 15] был накоплен большой набор экспериментальных данных (см. обзор [16]). Отметим недавние экспериментальные исследования зеркально-асимметричной деформации в $^{218,220}\text{Rn}$ и $^{222,224}\text{Ra}$ [17], в ^{240}Pu [18, 19], в ^{123}Ba [20] и в $^{144,146}\text{Ba}$ [21].

В ядрах с сильной октупольной деформацией нижайшие состояния отрицательной четности формируют вращательную полосу $1^-, 3^-, 5^- \dots$. В случае статической зеркально-асимметричной деформации эти состояния вместе с членами полосы основного состояния образуют единую полосу, в которой зависимость энергий уровней от углового момента следует стандартному вращательному правилу и уровни противоположной четности чередуют друг друга. Полосы такого типа характерны для спектров молекул. Однако в большинстве четно-четных ядер при малых угловых моментах состояния отрицательной четности сдвинуты вверх относительно положений, которые они имели бы в такой единой полосе молекулярного типа. Этот сдвиг, называемый расщеплением по четности [22], указывает на то, что при малых угловых моментах ядра мы имеем дело с колебаниями по зеркально-асимметричной степени свободы, а не со статиче-

¹⁾Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

²⁾Государственный университет “Дубна”, Дубна, Россия.

³⁾Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия.

*E-mail: mardyban@theor.jinr.ru

ской деформацией. Это явление можно рассматривать как пример квантового фазового перехода в возбужденных состояниях [23, 24].

Вероятности дипольных переходов между состояниями отрицательной четности и членами полосы основного состояния также чувствительны к силе зеркально-асимметричной деформации (см. обзор [3]). С ростом углового момента дипольный момент увеличивается до некоторого критического значения, после которого остается почти постоянным. Такое поведение дипольного момента согласуется с идеей о фазовом переходе.

Анализ экспериментальных данных показывает, что поведение зависимости от углового момента величин расщепления по четности и переходных дипольных моментов достаточно универсально. В предыдущей работе [25], исходя из общих представлений о зеркально-асимметричной моде (независимо, какая степень свободы используется — октупольная деформация или массовая асимметрия) было показано, что эти зависимости можно трактовать универсальным образом с использованием одного параметра — критического углового момента, характеризующего фазовый переход от октупольных колебаний к стабильной октупольной деформации. Используя простую модель аксиально-симметричной зеркально-асимметричной моды, получены аналитические выражения для расщепления по четности и вероятностей электрических дипольных переходов. Результаты оказались в хорошем согласии с экспериментальными данными для различных изотопов Ra, Th, U и Pu. В настоящей работе мы применим разработанную модель для описания стабилизации зеркально-асимметричной деформации с ростом углового момента в редкоземельных ядрах.

2. МОДЕЛЬ

Следуя [26], предположим, что рассматриваемое ядро имеет статическую квадрупольную деформацию $\langle\beta_{20}\rangle$ и является мягким по отношению к аксиально-симметричным ($K=0$) зеркально-асимметричным колебаниям. Эти колебания могут генерироваться либо октупольной степенью свободы, либо массовой асимметрией. Обозначим соответствующую динамическую переменную через β_{30} . Внутренний гамильтониан, описывающий коллективное движение по β_{30} для заданного углового момента I , запишем в виде

$$H_I = -\frac{\hbar^2}{2B} \frac{d^2}{d\beta_{30}^2} + V_I(\langle\beta_{20}\rangle, \beta_{30}), \quad (1)$$

где B — эффективная масса. Потенциальная энергия V_I является симметричной функцией β_{30} .

В гамильтониане (1) связью между квадрупольной и октупольной модами пренебрегаем. Эта связь

привела бы к зависимости момента инерции октупольной моды от углового момента и к перемещению по K за счет связи октупольной моды с гамма-колебаниями. Поскольку рассматриваются только полосы с $K=0$ в хорошо деформированных ядрах при не слишком больших моментах, представляется разумным использовать средние значения квадрупольных деформаций.

Диагонализация гамильтониана (1) с разными вариантами потенциала V_I показывает [10, 27], что с хорошей точностью нижайшие состояния положительной и отрицательной четности могут быть аппроксимированы суперпозицией двух гауссианов с центрами в $\beta_{30} = \pm\beta_m(I)$ и шириной $\sqrt{\hbar/(B\omega(I))}$

$$\begin{aligned} \Psi_I^{(\pm)}(\beta_{30}) &= \quad (2) \\ &= \left[\frac{\omega}{4\pi\hbar} \right]^{1/4} \left(1 \pm e^{-\frac{B\omega}{\hbar}\beta_m(I)^2} \right)^{-1/2} \times \\ &\times \left(e^{-\frac{B\omega}{2\hbar}(\beta_{30}-\beta_m(I))^2} \pm e^{-\frac{B\omega}{2\hbar}(\beta_{30}+\beta_m(I))^2} \right). \end{aligned}$$

Можно ввести параметр

$$\xi(I) = \sqrt{\frac{B\omega(I)}{\hbar}} \beta_m(I), \quad (3)$$

дающий отношение расстояния между центрами гауссианов к сумме их ширин. Если $\xi \ll 1$, перекрытие компонент в (2) велико и волновая функция $\Psi_I^{(+)}$ соответствует случаю октупольных колебаний. Если $\xi \gg 1$, компоненты в (2) хорошо разделены, что соответствует статической октупольной деформации.

Потенциал аксиально-симметричной октупольной моды может быть вычислен по волновой функции основного состояния $\Psi^{(+)}$ как

$$V_I(\langle\beta_{20}\rangle, \beta_{30}) = \frac{\hbar^2}{2B} \frac{\Psi_I^{(+)''}}{\Psi_I^{(+)}} + E_I^{(+)}(\langle\beta_{20}\rangle), \quad (4)$$

где $E_I^{(+)}(\langle\beta_{20}\rangle)$ — энергия возбуждения нижайшего состояния с угловым моментом I и положительной четностью. Поскольку нас интересует расчет расщепления по четности, определяемый разностью энергий первого возбужденного состояния отрицательной четности $E_I^{(-)}$ и основного состояния положительной четности $E_I^{(+)}$ для заданного углового момента I , величина $E_I^{(+)}(\langle\beta_{20}\rangle)$ не входит в окончательный результат и может быть положена равной нулю. Заметим, что это можно сделать только для хорошо деформированных ядер.

Используя выражение (2), для потенциальной энергии аксиально-симметричной зеркально-асимметричной моды получим

$$V_I(\beta_{30}) = \frac{\hbar\omega}{2} \left(-1 + \frac{B\omega(I)}{\hbar} (\beta_{30}^2 + \beta_m^2) - 2 \frac{B\omega(I)}{\hbar} \beta_m \beta_{30} \tanh \frac{B\omega(I)}{\hbar} \beta_m \beta_{30} \right). \quad (5)$$

Потенциал (5) используется для численной диагонализации H_I и для вычисления расщепления по четности как функции углового момента.

Вводя безразмерную переменную $x = \beta_{30}/\beta_m(I)$ и параметр ξ , определенный выражением (3), гамильтониан H_I и потенциальная энергия V_I могут быть переписаны в форме

$$H_I = \hbar\omega(I)h(\xi), \quad (6)$$

$$h(\xi) = -\frac{1}{2\xi^2} \frac{d^2}{dx^2} + v_\xi(x),$$

$$v_\xi(x) = \frac{1}{2}(\xi^2 - 1) + \frac{1}{2}\xi^2 x^2 - \xi^2 x \tanh(\xi^2 x).$$

Видно, что предположение (2) о виде волновых функций позволяет описать одновременно как случай колебательного движения, так и случай стабильной октупольной деформации. Действительно, при малых значениях $\xi \ll 1$ потенциальная энергия $v_\xi(x)$ сводится к осцилляторному виду

$$v_\xi(x) = \frac{1}{2}(\xi^2 - 1) + \frac{1}{2}(1 - 2\xi^2)\xi^2 x^2, \quad (7)$$

а при больших значениях $\xi \gg 1$ принимает вид двух осцилляторов, разделенных высоким барьером

$$v_\xi(x) = \frac{1}{2}(\xi^2 - 1) + \frac{1}{2}\xi^2(|x| - 1)^2. \quad (8)$$

Из (6) видно, что расщепление по четности можно параметризовать как

$$\Delta E(I) \equiv E_I^{(-)} - E_I^{(+)} = \hbar\omega(I)f[\xi(I)], \quad (9)$$

где $f[\xi(I)]$ — энергия первого возбужденного состояния гамильтониана $h(\xi)$ (энергия основного состояния этого гамильтониана равна нулю). Вся информация о ядре содержится в зависимости ξ от углового момента, а функция $f(\xi)$ универсальна.

В работе [25] показано, что $f(x)$ с хорошей точностью может быть аппроксимирована выражением

$$f(\xi) = \frac{\xi^2 e^{-\xi^2}}{2 \left[1 + (1 - e^{-\alpha\xi^2}) \frac{\sqrt{\pi}\xi}{4} \right]} \coth \left(\frac{\xi^2}{2} \right), \quad (10)$$

где значение параметра $\alpha = 0.053$ получено путем фитирования численного выражения для $f(\xi)$. Для

фактического описания экспериментальных данных можно положить $\alpha = 0$, что дает более простое выражение для расщепления по четности:

$$\Delta E(I) = \hbar\omega(I)\xi(I)^2 e^{-\xi(I)^2} \coth(\xi(I)^2/2). \quad (11)$$

Так как в области $\xi \gg 1$ значения расщепления по четности малы и на них влияют многие эффекты, не включенные в модель (например, пересечение полос), мы можем пренебречь отклонениями (11) от (10) при больших значениях ξ и использовать выражение (11).

В дополнение к появлению низколежащих состояний отрицательной четности общим свойством ядер с сильными октупольными корреляциями являются большие значения вероятностей электрических дипольных переходов [3]. В то время как абсолютные значения дипольного момента для переходов между состояниями с отрицательной и положительной четностью зависят от конкретного ядра, зависимость от углового момента может быть описана универсальной функцией.

В случае хорошо деформированных аксиально-симметричных ядер оператор коллективного электрического дипольного момента записывается во внутренней системе как

$$D_0 \sim C\beta_{20}\beta_{30}, \quad (12)$$

где C — дипольная поляризуемость, определяемая асимметрией между плотностями нейтронов и протонов [4]. В макроскопической модели жидкой капли, например, мы имеем

$$D_0 = C_{LD}AZe\beta_{20}\beta_{30}, \quad (13)$$

где $C_{LD} = 0.0007$ фм [28].

Таким образом, зависимость переходного дипольного момента от I определяется матричным элементом $\langle f|\beta_{30}|i \rangle$, где векторы $|i \rangle$ и $|f \rangle$ обозначают начальное и конечное состояние соответственно. При $E1$ -переходе волновые функции начального и конечного состояний имеют противоположную четность и отличаются по угловому моменту на $1\hbar$. Используя выражение (2) и предполагая $\xi_i(I) \approx \xi_f(I \pm 1) \approx \xi_{av}$, получим

$$\langle f|\beta_{30}|i \rangle = \sqrt{\frac{\hbar}{B\omega}} \frac{\xi_{av} e^{\xi_{av}^2}}{\sqrt{e^{2\xi_{av}^2} - 1}}. \quad (14)$$

Из (14) видно, что в пределе октупольных колебаний ($\xi \ll 1$)

$$\langle f|\beta_{30}|i \rangle \approx \sqrt{\frac{\hbar}{B\omega}}. \quad (15)$$

При больших значениях ξ дипольный момент является растущей функцией ξ . Это увеличение почти линейно при $\xi > 1$

$$(f|\beta_{30}|i) \approx \beta_m(I) \quad (I > I_{\text{crit}}). \quad (16)$$

Приведенный матричный элемент $E1$ -перехода из состояния с угловым моментом I_i в состояние с угловым моментом $I_f = I_i \pm 1$ принимает вид

$$\frac{\langle I_f || E1 || I_i \rangle}{\langle 1 || E1 || 0 \rangle} = \sqrt{2I_i + 1} C_{I_i 0 10}^{I_f 0} \frac{\xi_{av} e^{\xi_{av}^2}}{\sqrt{e^{2\xi_{av}^2} - 1}}. \quad (17)$$

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА

Из выражения (9) следует, что зависимость расщепления по четности от углового момента определяется универсальной функцией $f(\xi)$, где ξ зависит от ξ . Эта функция может быть получена численно как энергия первого возбужденного состояния гамма-кванта $h\xi$. Приближенно $f[\xi]$ определяется выражением (10), которое используется в дальнейшем для описания расщепления по четности ядер.

Наши расчеты показали, что с достаточно хорошей точностью зависимость $\hbar\omega_I$ и $\xi(I)$ от углового момента может быть выбрана в виде

$$\begin{aligned} \hbar\omega_I &= \text{const}, \\ \xi(I) &= cI. \end{aligned} \quad (18)$$

Эта параметризация содержит малое количество параметров. Значение частоты $\hbar\omega$ сразу определяется значением расщепления по четности при нулевом угловом моменте $\Delta E_{\text{exp}}(0)$. Действительно, если $I = 0$, то $\xi(0) = 0$ и $V_I(\beta_{30})$ сводится к осцилляторному потенциалу. Интервал между основным и первым возбужденным состояниями определяется частотой $\hbar\omega$. Поэтому получаем, что $\hbar\omega = \Delta E_{\text{exp}}(0)$. Функция $f(\xi)$ является универсальной функцией ξ и, следовательно, зависит только от параметра c , определенного в (18). Более того, если мы воспользуемся результатами работы [24], можно связать значение c со значением критического углового момента I_{crit} , при котором происходит фазовый переход от октапольных колебаний поверхности ядра к стабильной октапольной деформации:

$$cI_{\text{crit}} = \frac{1}{\sqrt{2}}. \quad (19)$$

В конечном итоге получаем

$$\frac{\Delta E(I)}{\Delta E_{\text{exp}}(0)} = f\left(\frac{I}{\sqrt{2}I_{\text{crit}}}\right). \quad (20)$$

Экспериментальные значения расщепления по четности $\Delta E_{\text{exp}}(I)$ определяются по энергиям $E_{\text{exp}}(I)$ нижайших состояний отрицательной четности и уровней полосы основного состояния [29]. Величина $\Delta E_{\text{exp}}(I)$ является разностью между

энергиями состояний с отрицательной и положительной четностью с одним и тем же спином I . Однако из-за правил отбора при $K = 0$ [30] при каждом значении I существует только одно состояние с фиксированной четностью $\pi = (-1)^I$. Таким образом, энергия состояния противоположной четности, но с тем же I , может быть найдена только путем интерполяции с использованием энергий соседних состояний. Эта интерполяция должна учитывать зависимость энергии возбуждения от углового момента в окрестности I . Так как в модели предполагается, что ядра имеют устойчивую квадрупольную деформацию, энергии следуют вращательному правилу с постоянным моментом инерции, что приводит к следующей интерполяции [31]:

$$\begin{aligned} E_{\text{inter}}(I+1) &= \frac{1}{2}[E_{\text{exp}}(I+2) + E_{\text{exp}}(I)] - \\ &- \frac{1}{8}[E_{\text{exp}}(I+4) - 2E_{\text{exp}}(I+2) + E_{\text{exp}}(I)], \end{aligned} \quad (21)$$

и расщепление по четности

$$\Delta_{\text{exp}} E(I) = (-1)^I (E_{\text{inter}}(I) - E_{\text{exp}}(I)). \quad (22)$$

Поскольку экспериментальное значение расщепления по четности при $I = 0$ недоступно, значение $\Delta E(0)$ фиксировано для воспроизведения экспериментальных данных для $\Delta E_{\text{exp}}(1)$. Критический угловой момент I_{crit} определяется так, чтобы дать наилучшее описание расщепления по четности. Если состояния полосы переменной четности известны вплоть до больших значений угловых моментов, то I_{crit} фиксируется в диапазоне угловых моментов $0 \leq I \leq 10$. Причина, по которой большие значения угловых моментов не учитываются, связана с возможным появлением пересечения полос при более высоких значениях I . Расчеты, выполненные для деформированных изотопов Ba, Ce и Nd, представлены на рис. 1 и 2 вместе с экспериментальными данными из [29]. Полученные значения критических моментов I_{crit} даны в табл. 1.

Получено достаточно хорошее общее согласие с экспериментом для всех рассмотренных ядер. Расхождения в поведении расчетных и экспериментальных зависимостей расщепления по четности

Таблица 1. Полученные в расчетах значения критических угловых моментов I_{crit} для $^{142-148}\text{Ba}$, $^{146,148}\text{Ce}$ и $^{146,148}\text{Nd}$

Ядро	^{142}Ba	^{144}Ba	^{146}Ba	^{148}Ba
I_{crit}	3.72	3.64	3.65	4.61
Ядро	^{146}Ce	^{148}Ce	^{146}Nd	^{148}Nd
I_{crit}	3.10	5.01	2.24	2.71

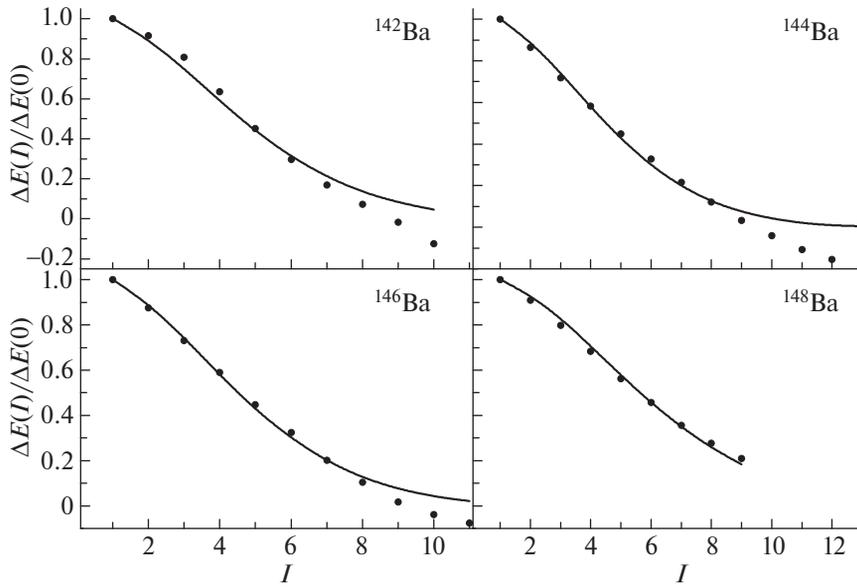


Рис. 1. Зависимость расщепления по четности от углового момента для ядер $^{142,144,146,148}\text{Ba}$. Экспериментальные данные (точки) взяты из [29]. Рассчитанные расщепления четности (кривые) получены с использованием выражений (9) и (10). Значения параметров I_{crit} и $\Delta E(0)$ приведены в табл. 1.

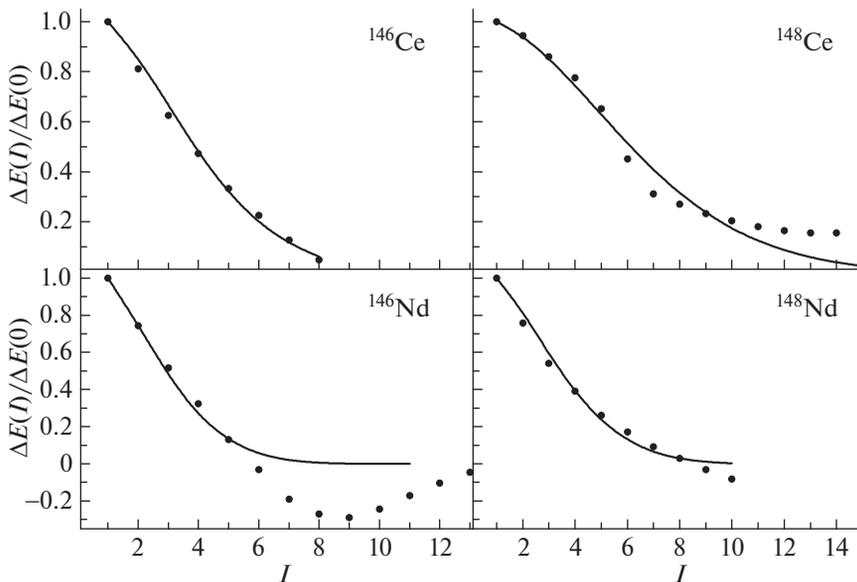


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для ядер $^{146,148}\text{Ce}$ и $^{146,148}\text{Nd}$.

связаны с тем, что экспериментальное расщепление по четности может принимать отрицательные значения, а рассчитанное подходит к нулю, оставаясь положительным. Такое поведение расщепления по четности возникает из-за связи аксиально-симметричной октупольной моды с другими модами, которые не включены в модель. Например, все ядра в рассматриваемой области масс имеют отрицательную полосу четности с $K = 1$ [18]. Эту полосу можно интерпретировать как построенную на возбуждении неаксиально-симметричной окту-

польной моды [32]. Кориолисова связь этой полосы с состояниями отрицательной четности полосы переменной четности сдвигает последнюю вниз по энергии. Поскольку для состояний положительной четности не существует аналогичной полосы с $\Delta K = 1$, это возмущение снизит расщепление по четности и, если невозмущенное расщепление по четности близко к нулю, сдвинет его в область отрицательных значений.

Используя полученные значения критических угловых моментов, можно рассчитать зависимость

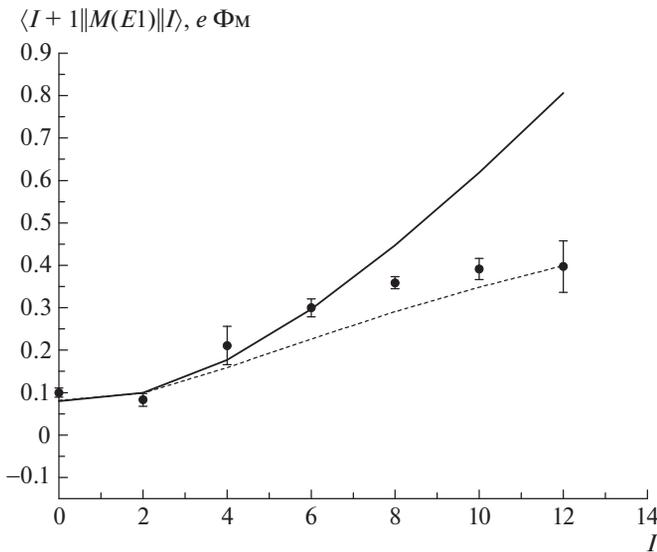


Рис. 3. Расчетные и экспериментальные значения матричного элемента $E1$ в зависимости от углового момента для ^{148}Nd . Значение критического углового момента приведено в табл. 1. Сплошная кривая — расчет с параметризацией (18); штриховая — с параметризацией (23). Экспериментальные данные (точки) взяты из [30].

от углового момента приведенных матричных элементов дипольных переходов между состояниями полосы переменной четности. На рис. 3 представлены результаты для ^{148}Nd и их сравнение с экспериментальными данными [30]. Видно, что расчет с использованием уравнения (17) хорошо согласуется с экспериментальными данными, когда угловой момент I не слишком сильно превосходит I_{crit} . При больших значениях углового момента, $I \gg I_{\text{crit}}$, экспериментальная зависимость приведенных матричных элементов дипольного перехода выходит на насыщение, в то время как расчетная кривая продолжает расти. Такое расхождение может быть объяснено тем, что зависимость $\xi(I)$, заданная выражением (18), является слишком грубым приближением при значениях I , значительно превышающих I_{crit} . Чтобы улучшить согласие с экспериментом при больших значениях I , достаточно предположить

$$\xi(I) = cI/(1 + dI) \quad (23)$$

вместо (18).

Физически введение параметризации (23) может быть объяснено зависимостью момента инерции ядра от углового момента. Действительно, как показано в [25], при больших угловых моментах для частоты $\hbar\omega$ и параметра ξ можно получить следующую оценку:

$$\Delta E(0) = \hbar\omega,$$

$$\hbar\omega\xi^2(I) = \frac{\hbar^2 I(I+1)}{\tilde{\mathfrak{I}}(I)}, \quad (24)$$

где момент инерции $1/\tilde{\mathfrak{I}}(I)$ определяется разностью обратных моментов инерции при $\beta_{30} = 0$ и $\beta_{30} = \beta_m$. Предполагая слабый рост приведенного момента инерции с угловым моментом, получаем параметризацию (23) для $\xi(I)$. Результаты расчета с этой параметризацией представлены на рис. 3 штриховой кривой. Видно, что согласие с экспериментом значительно улучшается.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена простая модель для описания спектроскопической информации о полосах чередующейся четности в тяжелых ядрах. Модель основана на предположении, что нижайшие состояния отрицательной четности квадрупольно деформированных ядер связаны с возбуждением аксиально-симметричной октупольной моды. Показано, что октупольная деформация стабилизируется с увеличением углового момента, таким образом, происходит фазовый переход от октупольных колебаний к стабильной октупольной деформации. На основе предложенной модели получены приближенные аналитические выражения для зависимости расщепления по четности и приведенных матричных элементов $E1$ -переходов от углового момента. Аналитические выражения содержат небольшое количество параметров с ясным физическим значением. Эти параметры могут быть установлены из сравнения с экспериментальными данными или рассчитаны микроскопически. Полученные выражения применены для описания полос переменной четности в ядрах $^{142-148}\text{Ba}$, $^{146,148}\text{Ce}$ и $^{146,148}\text{Nd}$.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 17-52-12015).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. Bohr and B. Mottelson, *Nuclear Structure* (Benjamin, New York, 1975), Vol. 2.
2. R. G. Nazmitdinov, I. N. Mikhailov, and Ch. Briancon, *Phys. Lett. B* **188**, 171 (1987).
3. P. A. Butler and W. Nazarewicz, *Rev. Mod. Phys.* **68**, 349 (1996).
4. J. L. Egido and L. M. Robledo, *Nucl. Phys. A* **494**, 85 (1989).
5. K. Rutz, J. A. Maruhn, P.-G. Reinhard, and W. Greiner, *Nucl. Phys. A* **590**, 680 (1995).
6. L. M. Robledo and G. F. Bertsch, *Phys. Rev. C* **84**, 054302 (2011).
7. B. N. Lu, J. Zhao, E.-G. Zhao, and S.-G. Zhou, *Phys. Rev. C* **89**, 014323 (2014).
8. S.-G. Zhou, *Phys. Scr.* **91**, 063008 (2016).

9. J. Zhao, B.-N. Lu, E.-G. Zhao, and S.-G. Zhou, *Phys. Rev. C* **86**, 057304 (2012).
10. T. M. Shneidman, G. G. Adamian, N. V. Antonenko, R. V. Jolos, and W. Scheid, *Phys. Rev. C* **67**, 014313 (2003).
11. B. Buck, A. C. Merchant, and S. M. Perez, *Phys. Rev. C* **59**, 750 (1999).
12. F. Iachello and A. D. Jackson, *Phys. Lett. B* **108**, 151 (1982).
13. R. K. Sheline and B. B.-M. Bossinga, *Phys. Rev. C* **44**, 218 (1991).
14. F. Asaro, F. Stephens, Jr., and I. Perlman, *Phys. Rev.* **92**, 1495 (1953).
15. F. S. Stephens, Jr., F. Asaro, and I. Perlman, *Phys. Rev.* **100**, 1543 (1955).
16. I. Ahmad and P. A. Butler, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **43**, 71 (1993).
17. L. P. Gaffney, P. A. Butler, M. Scheck, A. B. Hayes, F. Wenander, M. Albers, B. Bastin, C. Bauer, A. Blaznev, S. Bonig, N. Bree, J. Cederkall, T. Chupp, D. Cline, T. E. Cocolios, T. Davinson, *et al.*, *Nature (London)* **497**, 199 (2013).
18. M. Spieker, D. Bucurescu, J. Endres, T. Faestermann, R. Hertenberger, S. Pascu, S. Skalacki, S. Weber, H.-F. Wirth, N.-V. Zamfir, and A. Zilges, *Phys. Rev. C* **88**, 041303(R) (2013).
19. M. Spieker, S. Pascu, D. Bucurescu, T. M. Shneidman, T. Faestermann, R. Hertenberger, H.-F. Wirth, N.-V. Zamfir, and A. Zilges, *Phys. Rev. C* **97**, 064319 (2018).
20. X. C. Chen *et al.*, *Phys. Rev. C* **94**, 021301(R) (2016).
21. B. Bucher *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 112503 (2016).
22. R. V. Jolos and P. von Brentano, *Phys. Rev. C* **49**, R2301(R) (1994).
23. F. Iachello, *8th Workshop on QPT in Nuclei and Other Many-Body Systems, Praha, Czech Republic, June 6–9, 2016*.
24. R. V. Jolos, P. von Brentano, and J. Jolie, *Phys. Rev. C* **86**, 024319 (2012).
25. E. V. Mardyban, T. M. Shneidman, E. A. Kolganova, R. V. Jolos, and S.-G. Zhou, *Chin. Phys. C* **42**, 124104 (2018).
26. R. V. Jolos and P. von Brentano, *Phys. Rev. C* **84**, 024312 (2011).
27. R. V. Jolos, N. Minkov, and W. Scheid, *Phys. Rev. C* **72**, 064312 (2005).
28. V. M. Strutinsky, *J. Nucl. Energy* **4**, 523 (1957).
29. <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf>
30. R. W. Ibbotson, C. A. White, T. Czosnyka, P. A. Butler, N. Clarkson, D. Cline, R. A. Cunningham, M. Devlin, K. G. Helmer, T. H. Hoare, J. R. Hughes, G. D. Jones, A. E. Kavka, B. Kotlinski, R. J. Poynter, P. H. Regan, *et al.*, *Nucl. Phys. A* **619**, 213 (1997).
31. R. V. Jolos and P. von Brentano, *Nucl. Phys. A* **587**, 377 (1995).
32. T. M. Shneidman, G. G. Adamian, N. V. Antonenko, R. V. Jolos, and S.-G. Zhou, *Phys. Rev. C* **92**, 034302 (2015).

DESCRIPTION OF STABILIZATION OF OCTUPOLE DEFORMATION IN ALTERNATING PARITY BANDS OF HEAVY NUCLEI

E. V. Mardyban^{1),2)}, T. M. Shneidman^{1),3)}, E. A. Kolganova^{1),2)}, R. V. Jolos^{1),2)}

¹⁾ *Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, Joint Institute for Nuclear Research,
Dubna, Russia*

²⁾ *Dubna State University, Dubna, Russia*

³⁾ *Kazan Federal University, Kazan, Russia*

Angular momentum dependences of the parity splitting and electric dipole transitions in the alternating-parity bands of heavy nuclei have been analyzed. It is shown that these dependences can be treated in a universal way with use of a single parameter of critical angular momentum, which characterizes phase transition from octupole vibrations to the stable octupole deformation. Using the simple model of axially-symmetric reflection-asymmetric mode, the analytical expression for the parity splitting and electric dipole transitional moment have been obtained. The results obtained are compared with the experimental data for various isotopes of Ba, Ce, and Nd.