ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА, 2019, том 82, № 2, с. 129–131

ЯДРА

ПАРАМЕТР РАЗВЯЗЫВАНИЯ ДЛЯ РОТАЦИОННЫХ ПОЛОС, ОСНОВАННЫХ НА СОСТОЯНИЯХ СО СМЕШАННОЙ СИММЕТРИЕЙ

© 2019 г.
Р. В. Джолос[1),2)*], Е. А. Колганова[1),2)], Д. А. Сазонов[1),2)]

Поступила в редакцию 19.09.2018 г.; после доработки 19.09.2018 г.; принята к публикации 20.09.2018 г.

Экспериментальное значение энергии первого возбужденного 2^+-состояния ротационной полосы ^{156}Gd, основанной на состоянии со смешанной симметрией, аномально мало по сравнению с характерными значениями этой величины в деформированных ядрах. Исследуется возможность объяснения этого факта большой величиной параметра развязывания. Показано, что значения параметра развязывания, полученные при различных предположениях о структуре состояния со смешанной симметрией, слишком малы, чтобы объяснить экспериментальное значение энергии возбуждения этого состояния.

DOI: 10.1134/S0044002719020077

1. ВВЕДЕНИЕ

Атомные ядра являются двухкомпонентными системами: одна компонента — это нейтронная подсистема, а другая — протонная подсистема. Хорошо известны низколежащие коллективные возбуждения, в которых протонная и нейтронная подсистемы осциллируют в фазе [1]. Низколежащие возбуждения, в которых протонная и нейтронная подсистемы осциллируют в противофазе, обнаружены лишь недавно в деформированных ядрах [2]. Эти возбужденные состояния называют состояниями со смешанной симметрией. Они интересны тем, что их свойства очень чувствительны к величине и другим характеристикам сил, действующих между протонной и нейтронной подсистемами. Эти силы с неизбежностью нарушают сферическую симметрию среднего поля ядра и приводят к появлению последовательности квантовых состояний ядра, формирующих ротационную полосу.

Наиболее известный пример таких состояний — это изовекторные низколежащие $J^\pi_K = 1^+_1$-состояния. В недавней экспериментальной работе [3] в ^{156}Gd было впервые идентифицировано первое ротационное состояние $J^\pi_K = 2^+_1$, базирующееся на 1^+_1-состоянии. Энергия возбуждения 2^+_1-состояния 3089 кэВ, тогда как энергия возбуждения 1^+_1 — 3070 кэВ. Столь малое различие в энергиях возбуждения 2^+_1- и 1^+_1-состояний, принадлежащих одной ротационной полосе, всего лишь 19 кэВ, может иметь только два объяснения: либо состояния со смешанной симметрией характеризуются очень большим моментом инерции, который на 50% превышает даже момент инерции твердого тела, имеющего форму, объем и плотность ядра, либо ротационные полосы, построенные на состояниях со смешанной симметрией, характеризуются большими значениями параметра развязывания. Настоящая работа посвящена исследованию второй возможности.

2. ПАРАМЕТР РАЗВЯЗЫВАНИЯ

Наше рассмотрение базируется на следующем приближенном выражении для полного гамильтониана ядра

$$H = H_{\rm in} + H_{\rm rot} + H_{\rm Cor}. \quad (1)$$

В этом выражении $H_{\rm in}$ описывает возбуждения ядра неротационного типа. Например, это может быть гамильтониан системы невзаимодействующих фононов. $H_{\rm rot}$ — это ротационный гамильтониан

$$H_{\rm rot} = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{J}}\hat{I}^2 \quad (2)$$

и

$$H_{\rm Cor} = -\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{J}}\left(j_+I_- + j_-I_+\right) \quad (3)$$

отвечает кориолисову взаимодействию. Выше

$$I_\pm = I_x \pm iI_y, \quad j_\pm = j_x \pm ij_y. \quad (4)$$

Оператор полного углового момента $I_\pm$ действует только на углы Эйлера:

$$I_\pm D^I_{MK} = \sqrt{(I \pm K)(I \mp K + 1)}D^I_{MK\mp1}, \quad (5)$$

[1)] Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.
[2)] Государственный университет “Дубна”, Дубна, Россия.
[*] E-mail: jolos@theor.jinr.ru

где D^I_{MK} — функции Вигнера. Оператор $j_\pm$ действует только на переменные, характеризующие внутреннюю систему, связанную со среднем полем ядра.

В данной работе нас интересуют эффекты второго порядка по кориолисову взаимодействию. Базисом для диагонализации гамильтониана (1) являются следующие векторы состояния:

$$|IMK\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}}\Big(D^I_{MK}|\Phi_K\rangle + \\ + (-1)^{I+K}D^I_{M-K}|\Phi_{\bar{K}}\rangle\Big). \tag{6}$$

В случае четно-четных ядер

$$|\Phi_{\bar{K}}\rangle = \tau|\Phi_K\rangle, \tag{7}$$

где τ является оператором временного отражения. $H_{\rm in}$ инвариантен относительно операции отражения времени. $|\Phi_K\rangle$ — неротационное состояние деформированного ядра.

Вместо того чтобы рассматривать смешивание базисных состояний под действием $H_{\rm Cor}$, можно приближенно диагонализовать гамильтониан с помощью унитарного преобразования, которое по определению не изменяет собственных значений гамильтониана

$$H' = e^T H e^{-T}, \tag{8}$$

где T — антиэрмитовый оператор

$$T^+ = -T. \tag{9}$$

Для нахождения T используем следующую общую формулу:

$$e^A B e^{-A} = \tag{10}$$
$$= B + [A,B] + \frac{1}{2}[A,[A,B]] + \ldots + \\ + \frac{1}{k!}[A,[A,\ldots[A,B]\ldots]] + \ldots$$

Удерживая слагаемые до второго порядка включительно по T и $H_{\rm Cor}$, получаем

$$H' = H_{\rm in} + H_{\rm Cor} + [T,H_{\rm in}] + \\ + \frac{1}{2}[T,[T,H_{\rm in}]] + [T,H_{\rm Cor}]. \tag{11}$$

Чтобы исключить из H' члены первого порядка по T и $H_{\rm Cor}$, определим T так, что

$$[T,H_{\rm in}] = -H_{\rm Cor} = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{F}}(j_+I_- + j_-I_+). \tag{12}$$

Это соотношение предполагает, что T может быть задано как

$$T = (\varepsilon_+I_- + \varepsilon_-I_+), \tag{13}$$

где операторы $\varepsilon_\pm$ зависят только от внутренних переменных и удовлетворяют следующим коммутационным соотношениям:

$$[\varepsilon_\pm, H_{\rm in}] = \pm\frac{\hbar^2}{2\mathfrak{F}}j_\pm. \tag{14}$$

В результате мы получаем

$$H' = H_{\rm in} - \frac{\hbar^2}{4\mathfrak{F}}\left([\varepsilon_+,j_+]I_-^2 - [\varepsilon_-,j_-]I_+^2\right) - \\ - \frac{\hbar^2}{4\mathfrak{F}}[\varepsilon_+I_-, j_-I_+] + \frac{\hbar^2}{4\mathfrak{F}}[\varepsilon_-I_+, j_+I_-]. \tag{15}$$

Последние два слагаемых в (15) диагональны по квантовому числу K и поэтому не дают вклада в параметр развязывания. Они дают вклад в зависимость момента инерции от углового момента. Мы не будем рассматривать их ниже, так как наша цель — определение величины параметра развязывания.

Итак, ниже мы рассматриваем следующий гамильтониан:

$$H' = H_{\rm in} - \frac{\hbar^2}{4\mathfrak{F}}\left([\varepsilon_+,j_+]I_-^2 - [\varepsilon_-,j_-]I_+^2\right). \tag{16}$$

Вычислим диагональный матричный элемент второго слагаемого в (16) по состоянию $|IMK=1\rangle$ из (6). Параметр развязывания A_2 следующим образом входит в выражение для энергии ротационного состояния полосы, основанной на состоянии со смешанной симметрией [1]:

$$E^{\rm sc}(K=1,I) = E^{\rm sc}_{K=1} + \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{F}}I(I+1) + \\ + (-1)^{I+1}I(I+1)A_2, \tag{17}$$

где $E^{\rm sc}_{K=1}$ — энергия возбуждения основания ротационной полосы. В результате вычислений получаем

$$A_2 = \frac{1}{2}\frac{\hbar^2}{4\mathfrak{F}}\langle\Phi^{\rm sc}_{K=1}|[\varepsilon_+,j_+] - \\ - [\varepsilon_-,j_-]|\tau\Phi^{\rm sc}_{K=1}\rangle. \tag{18}$$

Верхний индекс sc в (17) и (18) означает, что рассматриваемое состояние является состоянием со смешанной симметрией.

3. ВЫЧИСЛЕНИЯ ПАРАМЕТРА РАЗВЯЗЫВАНИЯ ДЛЯ СОСТОЯНИЯ СО СМЕШАННОЙ СИММЕТРИЕЙ

В ^{156}Gd волновой вектор состояния со смешанной симметрией $1^+_{\rm sc}$ приближенно имеет следующую структуру [4]:

$$|1^+_{\rm sc}\rangle \approx \left(\sqrt{0.68}\alpha^+_{\nu_1^+}\alpha^+_{\nu_2^-} - \\ - \sqrt{0.32}\alpha^+_{\pi_1^+}\alpha^+_{\pi_2^-}\right)|{\rm g.s.}\rangle, \tag{19}$$

где $\nu_1 \equiv [523]5/2$, $\nu_2 \equiv [532]3/2$ — нейтронные одноквазичастичные состояния, а $\pi_1 \equiv [523]7/2$, $\pi_2 \equiv \equiv [532]5/2$ — протонные одноквазичастичные состояния. В (19) $\alpha^+_{\nu(\pi)}$ — оператор рождения квазичастиц. Среднее значение гамильтониана (16) в состоянии (19) находится с помощью соотношения (5). Матричные элементы операторов $\varepsilon_\pm$ определяются соотношением (14). Для приближенной оценки параметра развязывания A_2 используем значения одночастичных матричных элементов операторов $j_\pm$, полученные в предположении, что асимптотические квантовые числа Нильсоновских состояний являются точными. В этом случае для параметра развязывания A_2 получаем значение $A_2 = 6 \times \times 10^{-3}$ кэВ, что на три порядка меньше значения, необходимого для объяснения экспериментального значения энергии $2^+_{\rm sc}$-состояния в предположении, что состояние со смешанной симметрией имеет тот же момент инерции, что и основное состояние. Полученная выше оценка основывалась на предположении, что волновая функция $K^\pi_{\rm sc} = 1^+_{\rm sc}$-состояния исчерпывается двумя двухквазичастичными компонентами, одна из которых протонная, а другая нейтронная.

Оценим теперь величину A_2, предполагая, что вклад в волновую функцию $1^+_{\rm sc}$-состояния вносит большое число частично-дырочных компонент с приблизительно равными весами. Воспользуемся осцилляторной моделью среднего поля ядра, в которой одночастичные состояния $|Nn_z\Lambda\rangle$ характеризуются полным числом осцилляторных квантов N, числом осцилляторных квантов вдоль оси симметрии n_z и проекцией углового момента на ось симметрии Λ. Для простоты не будем учитывать парные корреляции и спин-орбитальное взаимодействие. Коммутатор $[\varepsilon_+, j_+]$ является одночастичным оператором со следующими ненулевыми матричными элементами:

$$\langle Nn_z\Lambda + 2|[\varepsilon_+, j_+]|Nn_z\Lambda\rangle = \tag{20}$$
$$= 2\frac{\hbar^2}{\mathfrak{F}\hbar\omega}\sqrt{(N-n_z-\Lambda)(N-n_z+\Lambda+2)}.$$

Коммутатор $[\varepsilon_-, j_-]$ связан с $[\varepsilon_+, j_+]$ операцией эрмитового сопряжения. Так как мы предположили, что все частично-дырочные компоненты $1^+_{\rm sc}$-состояния имеют приблизительно равные веса, то параметр развязывания A_2 будет определяться средним значением матричного элемента (20) при заданном значении N. В случае ^{156}Gd $N = 4$ для протонной подсистемы и $N = 5$ для нейтронной подсистемы. В результате мы получаем $A_2 \approx 0.4 \times \times 10^{-3}$ кэВ.

Таким образом, значения параметра развязывания, полученные при разных предположениях о структуре $1^+_{\rm sc}$, слишком малы, чтобы объяснить экспериментальное значение $(E(2^+_{\rm sc}) - E(1^+_{\rm sc}))$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, Vol. II (Benjamin, New York, 1975).
2. D. Bohle, A. Richter, W. Steffen, A. E. L. Dieperink, N. Lo Iudice, F. Palumbo, and O. Scholten, Phys. Lett. B **137**, 27 (1984).
3. T. Beck, J. Beller, N. Pietralla, M. Bhike, J. Birkhan, V. Derya, U. Gayer, A. Hennig, J. Isaak, B. Löher, V. Yu. Ponomarev, A. Richter, C. Romig, D. Savran, M. Scheck, W. Tornow, V. Werner, A. Zilges, and M. Zweidinger, Phys. Rev. Lett. **118**, 212502 (2017).
4. V. G. Soloviev, A. V. Sushkov, N. Yu. Shirikova, and N. Lo Iudice, Nucl. Phys. A **600**, 155 (1996).

DECOUPLING PARAMETER FOR ROTATIONAL BANDS, BASED ON THE MIXED SYMMETRY STATES

R. V. Jolos[1),2)], E. A. Kolganova[1),2)], D. A. Sazonov[1),2)]

[1)] *Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia*
[2)] *Dubna State University, Dubna, Russia*

The experimental energy value of the first excited 2^+ state of ^{156}Gd rotational band, based on the mixed symmetry state, is too small in comparison to the typical value of these quantities in deformed niclei. A possibility of explanation of this fact by a large value of the decoupling parameter is investigated. It is shown that the values of the decoupling parameter obtained under different assumptions on the structure of the mixed symmetry state are too small to explain the experimental energy value of this state.