

О ВИБРАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЯХ В НЕЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

В.Г.Соловьев¹⁾

Объединенный институт ядерных исследований
141980 Дубна, Россия

Поступила в редакцию 27 февраля 1996 г.

Энергии и волновые функции неротационных состояний в нечетных деформированных ядрах рассчитаны в квазичастично-фононной модели ядра. Показано, что число вибрационных состояний в нечетных ядрах во много раз больше числа вибрационных состояний в четно-четных ядрах. Волновые функции подавляющего числа состояний при энергиях возбуждения в интервале 1.5–2.5 МэВ имеют доминирующий член типа квазичастица \otimes фонон.

PACS: 21.60.Ev, 21.60.Jz, 23.20.Lv, 27.70.+q

Вибрационные квадрупольные, октупольные и гексадекапольные состояния в четно-четных деформированных ядрах с энергиями возбуждения ниже 2 МэВ достаточно хорошо изучены. Имеются экспериментальные данные о распределении силы $E1$ - и $M1$ -переходов до энергий возбуждения 4 МэВ. Энергия и волновые функции неротационных состояний и распределение силы $E1$ - и $M1$ -переходов в четно-четных деформированных ядрах удовлетворительно описаны в квазичастично-фононной модели ядра (КФМЯ) [1]. Сведения о вибрационных состояниях в нечетных деформированных ядрах крайней скудны. Некоторые низколежащие вибрационные состояния возбуждаются в реакциях (p, p') , (d, d') , (α, α') и других. В последнее время экспериментальные данные о распределении силы дипольных переходов в ^{161}Dy и ^{163}Dy в энергетическом интервале 2–4 МэВ получены в [2] при изучении реакции (γ, γ') .

Цель этой статьи – рассчитать в КФМЯ энергии и волновые функции неротационных состояний до энергий возбуждения 4 МэВ в нечетных деформированных ядрах и исследовать поведение вибрационных состояний.

Рассмотрим неротационные состояния в нечетных деформированных ядрах. При описании неротационных состояний в КФМЯ используются волновые функции, состоящие из одноквазичастичных членов и членов квазичастица \otimes фонон, умноженных на волновую функцию основного состояния соответствующего четно-четного ядра. Одноквазичастичное состояние характеризуется квантовыми числами $q\sigma$, где q равно K^π (K – проекция углового момента на ось симметрии ядра), и асимптотическими квантовыми числами $Nn_z\Lambda \uparrow$, если $K = \Lambda + 1/2$, и $Nn_z\Lambda \downarrow$, если $K = \Lambda - 1/2$, $\sigma = \pm 1$. Фонон мультипольности $\lambda\mu$ обозначается через $(\lambda\nu)_i$, где $i = 1, 2, 3, \dots$ – номер корня соответствующего секулярного уравнения. Однофононные состояния рассчитываются с частично-дырочными (ph) и частично-частичными (pp) изоскалярными и изовекторными мультипольными взаимодействиями. Фононы с $K^\pi = 1^+$ (обозначаемые $(21)_i$) рассчитываются с ph и pp изоскалярными и изовекторными квадрупольными и спин-спиновыми взаимодействиями. Фононы с $K^\pi = 0^-$ и 1^- (обозначаемые $(30)_i$ и $(31)_i$) рассчитываются с ph и pp

¹⁾ e-mail: soloviev@thsun1.jinr.dubna.su

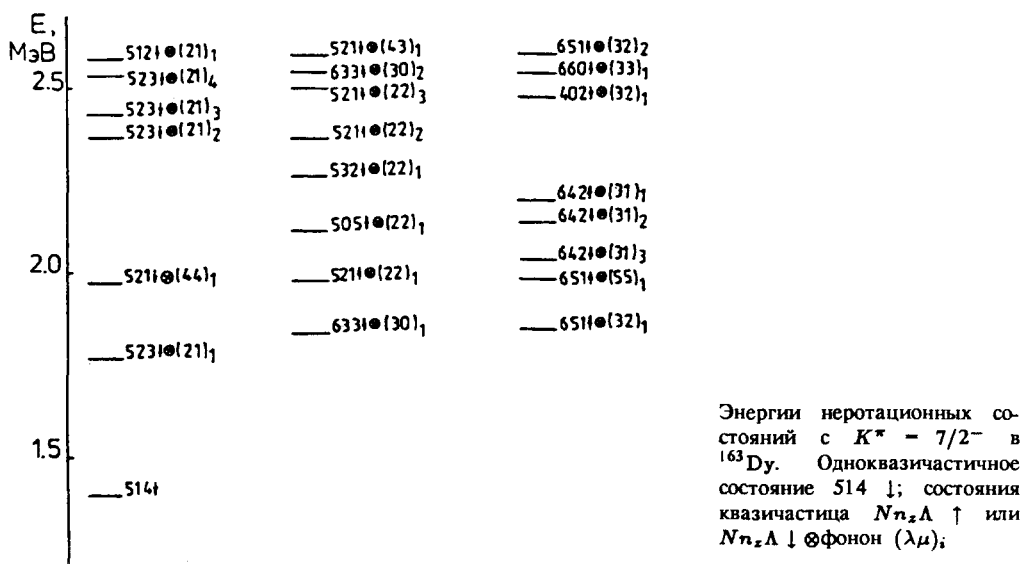
изоскалярными и изовекторными октупольными и $p\hbar$ изовекторным дипольным взаимодействиями.

Основное состояние нечетного деформированного ядра – это практически чистое одноквазичастичное состояние, которое обозначим через q_0 и $K_0^{\pi_0}$. Волновые функции нескольких неротационных состояний ниже 2 МэВ имеют доминирующий одноквазичастичный член. До сих пор при экспериментальном изучении нечетных ядер основное внимание уделялось одноквазичастичным состояниям и их фрагментации (распределение силы по нескольким уровням). Было показано, что фрагментация одноквазичастичных состояний усиливается с ростом энергии возбуждения. Попутно экспериментально были открыты вибрационные состояния, в волновых функциях которых доминирует конфигурация квазичастица \otimes фонон.

Рассмотрим вибрационные состояния в нечетных ядрах, построенные на основном состоянии $q_0 K_0^{\pi_0}$. Имеется два типа таких состояний. Первый – волновая функция имеет доминирующий член-квазичастица q_0 и квадрупольный ($\lambda = 2$) или октупольный ($\lambda = 3$) фонон с проекцией $\mu = 0$, то есть $q_0 \otimes (\lambda 0)_i$. Число таких состояний и их энергетическое распределение примерно такие же, как в соответствующем четно-четном ядре. Состояния $q_0 \otimes (20)_i$ могут наблюдаться в реакциях двухнуклонных передач и $E0$ -распадах. Состояния $q_0 \otimes (30)_i$ обнаружены в реакциях (γ, γ') и (e, e') [2,3]. Второй тип – дублеты с $q_0 \otimes (\lambda \mu)_i$ с $K = K_0 \pm \mu$ при $\mu \neq 0$. Эти дублеты расщеплены из-за взаимодействия квазичастиц с фононами. Число таких вибрационных состояний в 2 раза больше числа вибрационных или однофононных состояний с $\mu \neq 0$ в соответствующем четно-четном ядре. Эти состояния наблюдаются в реакциях (p, p') , (d, d') , (α, α') , (e, e') и в реакциях однонуклонных передач. Таким образом, число вибрационных состояний, построенных на основном состоянии нечетного ядра, почти вдвое больше числа однофононных состояний соответствующего четно-четного ядра. Эти состояния возбуждаются в тех же реакциях, что и однофононные состояния, а квазичастица q_0 играет роль наблюдателя. В большинстве случаев именно такие вибрационные состояния обнаружены экспериментально [2-6].

Первое возбуждено одноквазичастичное состояние в нечетном деформированном ядре расположено, как правило, в интервале 0.1–0.3 МэВ. На первом возбужденном состоянии построен (с энергетическим сдвигом) тот же набор вибрационных состояний, что и на основном состоянии. Далее вибрационные состояния построены на втором, третьем и т. д. одноквазичастичных состояниях. До энергий возбуждения 1 МэВ имеется до 10 неротационных состояний с доминирующей одноквазичастичной компонентой. На каждом из них построены вибрационные состояния. Поэтому количество вибрационных состояний в нечетных деформированных ядрах во много раз превосходит число однофононных состояний в четно-четных ядрах. Кроме того, при энергиях возбуждения в интервале 1.5–2.5 МэВ число вибрационных состояний во много раз больше состояний с большой одноквазичастичной компонентой. Экспериментальное изучение вибрационных состояний, построенных на возбужденных одноквазичастичных состояниях, имеет большие трудности. Поэтому число обнаруженных таких вибрационных состояний невелико [5,6]. Вибрационные состояния с $\lambda \mu = 30, 31$ и 21 могут проявляться в быстрых $E1$ - и $M1$ -переходах между возбужденными состояниями, что имеет место в четно-четных ядрах [7].

Неротационные состояния с энергиями возбуждения до 4 МэВ в ^{157}Gd , ^{159}Tb , ^{161}Dy , ^{163}Dy и ^{167}Er рассчитаны в КФМЯ. При этих расчетах нет ни одного свободного параметра, а все константы взаимодействия между квазичастицами фиксированы при построении фононного базиса в четно-четном ядре ($A - 1$). Показано, что в энергетическом интервале 1.5–2.5 МэВ имеется много практически чистых состояний квазичастица \otimes фонон. Слабая фрагментация состояний квазичастица \otimes фонон связана с тем, что в этом энергетическом интервале имеется в лучшем случае одно одноквазичастичное состояние с фиксированным значением K^π , а полюса квазичастица \otimes два фонона расположены выше 2.5 МэВ. Взаимодействие квазичастиц с фононами в деформированных ядрах таково, что удаленные одноквазичастичные и квазичастица \otimes два фонона состояния слабо влияют на фрагментацию состояний квазичастица \otimes фонон. С ростом энергии возбуждения усиливается фрагментация состояний квазичастица \otimes фонон и становится большей, чем в четно-четном ядре. В [8] показано, что рассчитанная фрагментация силы M1-переходов в ^{163}Dy значительно больше таковой в ^{162}Dy .



Рассмотрим, например, неротационные состояния с $K^\pi = 7/2^-$ в ^{163}Dy . Энергии одноквазичастичного состояния 514↓ и состояний квазичастица \otimes фонон, рассчитанные в КФМЯ, приведены на рисунке. Энергии двух более высоколежащих одноквазичастичных состояний равны 3.0 и 4.8 МэВ. В энергетическом интервале 1.6–2.6 МэВ расположено 22 состояния квазичастица \otimes фонон. Вклад доминирующего члена квазичастица \otimes фонон в нормировку их волновых функций превышает 95%. В двух случаях смешаны пары состояний квазичастица \otimes фонон. В волновых функциях уровней с энергиями 1.96 и 1.97 МэВ смешаны конфигурации $521 \downarrow \otimes (44)_1$ и $521 \uparrow (22)_1$. В волновых функциях уровней с энергиями 2.55 и 2.57 МэВ смешаны конфигурации $633 \uparrow \otimes (30)_2$ и $521 \downarrow \otimes (43)_1$. Сходная картина имеет место для состояний с другими значениями K^π и в других нечетных ядрах. С ростом энергии возбуждения число состояний квазичастица \otimes фонон стремительно возрастает, вклад домини-

рующего члена волновой функции уменьшается из-за связи с конфигурацией квазичастица ⊗ два фонона.

Таким образом, большое число практически чистых уровней квазичастица ⊗ фонон представляют собой характерную особенность неротационных состояний нечетных деформированных ядер при энергиях возбуждения ниже 3 МэВ.

Изучение вибрационных состояний в нечетных деформированных ядрах необходимо для понимания строения атомных ядер. Изучение фрагментации состояний квазичастица ⊗ фонон можно рассматривать как важный шаг в выяснении перехода от порядка к хаосу в атомных ядрах. Новое поколение детекторов γ -лучей дает реальную возможность изучения вибрационных состояний и их фрагментацию в нечетных деформированных ядрах,

В заключение благодарю А.В.Сушкова и Н.Ю.Ширикову за помощь и полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 94-02-05137а).

-
1. В.Г.Соловьев, *Теория атомного ядра, Квазичастицы и фононы*, М.: Энергоатомиздат, 1989.
 2. J.Margraf, T.Eckert, M.Rittner et al., *Phys. Rev. C* **52**, 2429 (1995).
 3. A.Richter, *Proc. Intern. Conf. on Perspectives for the Interactive Boson Model, Padova*, Eds. A.F.Casten et al., (Singapore: World Scientific, 1994), p. 59.
 4. T.Ramsoy, A.Atac, T.Engeland et al., *Nucl. Phys. A* **470**, 79 (1987).
 5. H.H.Schmidt, P.Hunderford, T.von Egidy et al., *Nucl. Phys. A* **504**, 1 (1989).
 6. E.Kaerts, P.H.van Assche, S.A.Kerr et al., *Nucl. Phys. A* **514**, 173 (1990).
 7. V.G.Soloviev, *Phys. Rev. C* **51**, R2885 (1995).
 8. V.G.Soloviev, A.V.Sushkov, and N.Yu.Shirikova, *Phys. Rev.*, **C53**, 1022 (1996).