

P6-2009-113

Н. Н. Арсеньев<sup>1</sup>, А. П. Северюхин<sup>2</sup>, В. В. Воронов<sup>3</sup>

СВОЙСТВА ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО  
РЕЗОНАНСА И ИСКЛЮЧЕНИЕ ДВИЖЕНИЯ  
ЦЕНТРА МАСС

Направлено в журнал «Известия РАН, серия физическая»

---

<sup>1</sup>E-mail: [arsenev@theor.jinr.ru](mailto:arsenev@theor.jinr.ru)

<sup>2</sup>E-mail: [sever@theor.jinr.ru](mailto:sever@theor.jinr.ru)

<sup>3</sup>E-mail: [voronov@theor.jinr.ru](mailto:voronov@theor.jinr.ru)

Арсеньев Н. Н., Северюхин А. П., Воронов В. В.

P6-2009-113

Свойства гигантского дипольного резонанса  
и исключение движения центра масс

Исследована точность исключения спurious состояния в распределении силы  $E1$ -переходов в приближении случайных фаз с сепарабелизованными силами Скирма. В качестве примера рассмотрено распределение силы  $E1$ -переходов в ядре  $^{132}\text{Sn}$ .

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2009

Arseniyev N. N., Severyukhin A. P., Voronov V. V.

P6-2009-113

Properties of Giant Dipole Resonance  
and Elimination of the Center-of-Mass Motion

Accuracy of the elimination of the spurious state from the  $E1$ -transition strength distribution is studied within the random phase approximation with separabelized Skyrme forces. As an example we have considered the distribution of strength of  $E1$  transitions in  $^{132}\text{Sn}$ .

The investigation has been performed at the Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2009

## ВВЕДЕНИЕ

В последние годы появились новые экспериментальные данные о пигми-резонансах в нейтронно-избыточных ядрах. Они стимулируют развитие теоретических исследований. Одним из основных подходов при описании вибрационных возбуждений является приближение случайных фаз (ПСФ). Учет ангармоничности вибрационных состояний ведет к появлению связи между однофононными и более сложными конфигурациями. Использование простых сепарабельных сил в рамках квазичастично-фононной модели (КФМ) [1] позволяет успешно описывать многие свойства стабильных ядер. Однако в КФМ имеются трудности при исследовании ядер, удаленных от линии  $\beta$ -стабильности, из-за необходимости экстраполяции параметров гамильтониана в плохо изученную область. По этой причине более предпочтительными являются самосогласованные микроскопические подходы, использующие для расчетов среднего поля и остаточного взаимодействия одни и те же эффективные нуклон-нуклонные силы [2]. Следует отметить, что вычисления с такими силами громоздки, особенно для ядер с незамкнутыми оболочками. В то же время вычисления с простыми сепарабельными силами часто дают близкие результаты. В работах [3–6] объединены достоинства КФМ и самосогласованных моделей с силами Скирма. В рамках такого подхода удалось описать и свойства низколежащих состояний, и характеристики гигантских мультипольных резонансов в сферических ядрах [3–8].

Представляется полезным применить этот подход к исследованию свойств пигми-резонансов. Одной из проблем, которую необходимо решить, является проблема исключения духового состояния, так как оно может существенно исказить характеристики пигми-резонанса. В настоящей работе мы анализируем, как влияет учет движения центра массы ядра на распределение силы  $E1$ -переходов в области пигми-резонанса в дважды магическом ядре  $^{132}\text{Sn}$ .

## МЕТОД

Подробное описание представленного подхода можно найти в работах [3, 4, 6]. Среднее поле определяется путем решения уравнений Хартри–Фока (Х–Ф) с силами Скирма. В наших вычислениях спаривание трактуется в приближении Бардина–Купера–Шриффера (БКШ). Спектр одноча-

стичных состояний с учетом континуума определяется диагонализацией гамильтониана  $X$ – $\Phi$  на базисе собственных функций гармонического осциллятора [9]. Остаточное взаимодействие Скирма в частично-дырочном канале и канале частица–частица можно получить как вторые производные функционала плотности энергии по нормальной и парной плотности нуклонов соответственно. Мы упрощаем частично-дырочное взаимодействие, приводя его к форме сил Ландау–Мигдала, и учитываем только члены с  $l = 0$ . Явный вид  $F_0, G_0, F'_0, G'_0$ , выраженных через параметры сил Скирма, приведен в работе [10]. Как показано в [3, 4, 6], матричные элементы остаточного взаимодействия могут быть представлены в виде суммы из  $N$  сепарабельных членов.

Мы работаем в ПСФ, где основное состояние четно-четного ядра является фононным вакуумом  $|0\rangle$ . Возбужденные состояния генерируются действием оператора рождения фононов на вакуум:  $|i\rangle = Q_{\lambda\mu i}^+ |0\rangle$ . После вычисления среднего значения гамильтониана по однофононному состоянию  $|i\rangle$  можно получить систему линейных уравнений. Решение этой системы линейных уравнений позволяет найти значения энергии и фононных амплитуд возбужденных состояний. Сепарабельный вид остаточного взаимодействия позволяет свести систему линейных уравнений к секулярному уравнению. При этом необходимо вычислить определитель матрицы, размерность которой не зависит от размера конфигурационного пространства [3, 4, 6]. Отметим, что секулярное уравнение в КФМ [1, 11] и в представленном подходе имеет ту же форму, но только в нашем уравнении одночастичный спектр и параметры частично-дырочного взаимодействия рассчитываются с силами Скирма.

Для учета сложных конфигураций волновые функции возбужденных состояний записываются в виде суперпозиции членов с различным числом фононных операторов, и соответствующие уравнения приведены в работах [1, 5].

В рамках данного подхода учет скоростных членов в частично-дырочном взаимодействии неполный — и это нарушает самосогласование. Поэтому в проводимых расчетах необходимо исключать духовое состояние, обусловленное движением ядра как целого. Примесь духового состояния может присутствовать как компонент в каждой из волновых функций возбужденных состояний. В наших работах [4, 7] по изучению свойств гигантских дипольных резонансов (ГДР) трансляционная инвариантность восстанавливалась введением эффективных нейтронного  $e_{\text{эф}}^n = -\frac{Z}{A}e$  и протонного  $e_{\text{эф}}^p = \frac{N}{A}e$  зарядов [12]. Приведенная вероятность электрического дипольного перехода имеет вид

$$B(E1; 0_{gs}^+ \rightarrow 1_i^-) = \left| e_{\text{эф}}^n \langle i | \hat{M}^n | 0 \rangle + e_{\text{эф}}^p \langle i | \hat{M}^p | 0 \rangle \right|^2, \quad (1)$$

где  $\hat{M}^n = \sum_i^N r_i Y_{1\mu}(\hat{r}_i)$ ,  $\hat{M}^p = \sum_i^Z r_i Y_{1\mu}(\hat{r}_i)$ .

Другой способ исключения духового состояния состоит в ортогонализации духового состояния всем физическим состояниям [13, 14]. Волновую

функцию духового состояния, отвечающего движению центра инерции, представим в виде

$$|s\rangle = \hat{s} |0\rangle, \quad (2)$$

где  $\hat{s} = \hat{M}^P + \hat{M}^n$ . Можно построить базис, который ортогонален духовому состоянию:

$$|\tilde{l}\rangle = \mathbb{N}_i (|i\rangle - \alpha_i |s\rangle), \quad (3)$$

где  $\mathbb{N}_i$  — нормировочный коэффициент, а  $\alpha_i$  находим из условия

$$\langle \tilde{l} | s \rangle = 0. \quad (4)$$

Следуя [13, 14], можно показать, что приведенная вероятность перехода между основным состоянием и возбужденным состоянием  $|\tilde{l}\rangle$  равна

$$B(E1; 0_{gs}^+ \rightarrow 1_i^-) = \left| e \sum_{i'} Z_{ii'} \langle i' | \hat{M}^P | 0 \rangle \right|^2, \quad (5)$$

$$Z_{ii'} = \mathbb{N}_i \left( \delta_{ii'} - \frac{\langle s | i' \rangle \langle i | s \rangle}{\langle s | s \rangle} \right). \quad (6)$$

## РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

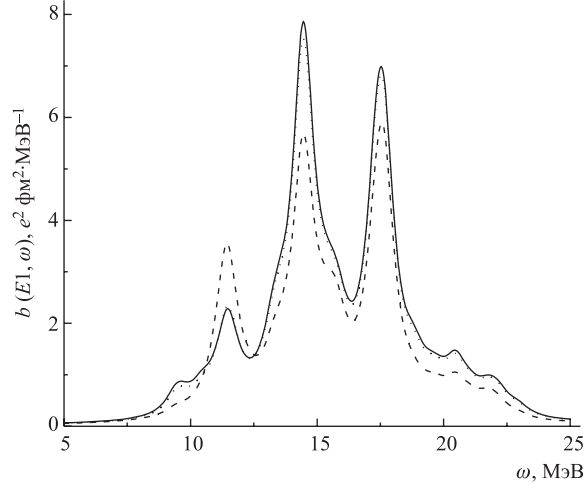
В качестве примера рассмотрим распределение приведенной вероятности  $E1$ -переходов для  $^{132}\text{Sn}$ . Свойства дипольных возбуждений в  $^{132}\text{Sn}$  интенсивно изучались как экспериментально [15, 16], так и теоретически [8, 17, 18].

В данной работе используется стандартная параметризация сил Скирма  $SLy4$  [19].  $E1$ -силовая функция показана на рисунке. При усреднении бралась лоренцевская функция с параметром размазки  $\Delta = 1$  МэВ [1]. Расчет с учетом ортогонализации (см. формулу (3)) показан сплошной линией, расчет с эффективными зарядами (1) дан пунктирной линией. Штриховая линия соответствует расчетам по формуле

$$B(E1; 0_{gs}^+ \rightarrow 1_i^-) = \left| e \langle i | \hat{M}^P | 0 \rangle \right|^2, \quad (7)$$

когда духовое состояние не исключено.

Как видно из рисунка, восстановление трансляционной инвариантности приводит к заметному перераспределению дипольной силы. Также наглядно продемонстрировано, что в расчетах ПСФ с нарушенной трансляционной инвариантностью духовое состояние присутствует в волновых функциях возбужденных состояний и введение эффективных зарядов позволяет исключить духовое состояние в области низких энергий. Из рисунка можно заключить,



$E1$ -силовая функция для  $^{132}\text{Sn}$ . Сплошная линия — расчет, учитывающий ортогонализацию духового состояния всем физическим состояниям; штриховая линия — расчет без ортогонализации; пунктирная линия — расчет с эффективными зарядами

что результаты расчетов с эффективными зарядами очень близки к результатам, полученным с учетом ортогонализации (3). Видно, что корректный учет движения центра масс существен для правильного описания низкоэнергетической области. Подтверждают этот вывод и интегральные характеристики. В интервале энергий до 11 МэВ интегральная дипольная сила ( $\sum B(E1)$ ) равна  $0,3 e^2 \text{фм}^2$ , если не удалена примесь духового состояния. Расчеты с учетом ортогонализации (3) с эффективными зарядами дают интегральную дипольную силу 1,5 и  $1,2 e^2 \text{фм}^2$  соответственно. Экспериментально пигми-резонанс обнаружен при энергии 9,8 МэВ [15], что близко к результатам наших расчетов (см. рисунок).

Обсудим энергию центроида ГДР. Если не исключать влияние духового состояния, то для ГДР мы получаем энергию центроида 15,7 МэВ. Вычисления с учетом ортогонализации (3) с эффективными зарядами (1) дают одно и то же значение для энергии центроида 16,0 МэВ. Рассчитанная энергия центроида ГДР

$$E_c = \frac{\sum_i E_{1_i^-} B(E1; 0_{gs}^+ \rightarrow 1_i^-)}{\sum_i B(E1; 0_{gs}^+ \rightarrow 1_i^-)} \quad (8)$$

хорошо согласуется с экспериментом [15], где  $E_c = 16,1$  МэВ.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках приближения случайных фаз с сепарелизованными силами Скирма исследовано распределение силы  $E1$ -переходов для  $^{132}\text{Sn}$ . Показано, что метод исключения духового состояния с помощью введения эффективных зарядов и ортогонализация духового состояния всем физическим состояниям дают очень близкие результаты. Рассчитанная энергия ГДР в  $^{132}\text{Sn}$  хорошо согласуется с экспериментальными данными. Исключение духового состояния важно для описания дипольных возбуждений в низкоэнергетической области.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Соловьев В. Г. Теория атомного ядра: Квазичастицы и фононы. М.: Энергоатомиздат, 1989.
2. Vautherin D., Brink D. M. // Phys. Rev. C. 1972. V. 5. P. 626–647.
3. Nguyen Van Giai, Stoyanov Ch., Voronov V. V. // Phys. Rev. C. 1998. V. 57. P. 1204–1209.
4. Severyukhin A. P. et al. // Phys. Rev. C. 2002. V. 66. P. 034304-1.
5. Severyukhin A. P., Voronov V. V., Nguyen Van Giai // Eur. Phys. J. A. 2004. V. 22. P. 397–403.
6. Severyukhin A. P., Voronov V. V., Nguyen Van Giai // Phys. Rev. C. 2008. V. 77. P. 024322-1.
7. Severyukhin A. P. et al. // Phys. At. Nucl. 2003. V. 66, No. 8. P. 1434–1438.
8. Tarpanov D. et al. // Phys. At. Nucl. 2007. V. 70, No. 8. P. 1447–1451.
9. Blaizot J. P., Gogny D. // Nucl. Phys. A. 1977. V. 284. P. 429–460.
10. Nguyen Van Giai, Sagawa H. // Phys. Lett. B. 1981. V. 106. P. 379–382.
11. Соловьев В. Г. // ЯФ. 1989. Т. 50, вып. 1. С. 40–51.
12. Бор О., Моттelson Б. Структура атомного ядра. Т. 2. М.: Мир, 1977.
13. Colo G. et al. // Phys. Lett. B. 2000. V. 485. P. 362–366.
14. Colo G. // ЭЧАЯ. 2008. Т. 39, вып. 2. С. 557–595.
15. Adrich P. et al. // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95. P. 132501-1.
16. Klimkiewicz A. et al. // Phys. Rev. C. 2007. V. 76. P. 051603(R)-1.
17. Sarchi D., Bortignon P. F., Colo G. // Phys. Lett. B. 2004. V. 601. P. 27–33.
18. Tsoneva N., Lenske H., Stoyanov Ch. // Phys. Lett. B. 2004. V. 586. P. 213–218.
19. Chabanat E. et al. // Nucl. Phys. A. 1998. V. 635. P. 231–256.

Получено 28 июля 2009 г.

Редактор *А. И. Петровская*

Подписано в печать 29.09.2009.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,5. Уч.-изд. л. 0,51. Тираж 290 экз. Заказ № 56723.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@jinr.ru](mailto:publish@jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)