

УДК 531.1

DOI: 10.17223/00213411/64/3/121

С.К. АБДУЛВАГАБОВА<sup>1</sup>, И.К. ЭФЕНДИЕВА<sup>2</sup>

### ЗАСЕЛЕНИЕ $0^+$ -ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ В РЕАКЦИЯХ С ПЕРЕДАЧЕЙ ДВУХ НУКЛОНОВ

Исследованы свойства  $0^+$ -возбужденных состояний, генерированных парными и квадруполь-квадрупольными силами в некоторых изотопах редкоземельной области. Вычислены энергии  $0^+$ -состояний, вероятности  $E(0)$ - и  $E(2)$ -переходов, параметр Расмуссена  $X$  и эффективные сечения реакций с передачей двух нуклонов с учетом смешивания возбужденных состояний с разными значениями  $K^\pi$ . Вклад смешивания возбужденных состояний занижает значения вычисленных физических величин.

**Ключевые слова:** возбужденное состояние, монополюсные и квадрупольные переходы, эффективное сечение.

#### Введение

$0^+$ -Возбужденные состояния всегда были объектом особого интереса в изучении структуры четно-четных ядер. В связи с этим возросло число экспериментальных и теоретических исследовательских работ, посвященных ядрам из области редких земель [1–11]. Такие возбужденные состояния были изучены разными методами: в рамках модели оболочек, квазичастичной модели, модели с учетом остаточных парных взаимодействий и т.д. и служат тестом при оценке применимости различных моделей. На основе данных о низколежащих  $0^+$ -возбужденных состояниях ядер редкоземельной области можно сказать, что большинство из них не являются парными вибрациями, так как энергия этих состояний значительно меньше величины энергетической щели. Природа  $0^+$ -возбужденных состояний очень сложная, так как они могут быть многофононными, квазичастично-фононными и смешанными остаточными состояниями. Заселенность этих состояний в  $(t, p)$ - и  $(p, t)$ -реакциях и кулоновское возбуждение редкоземельных ядер приводят к выводу, что эти состояния значительно коллективизированы [12–15]. В работе [15] показано, что в реакциях передачи двух нуклонов  $0^+$ -уровни будут сильнее возбуждаться в деформированных ядрах, у которых одночастичные квадрупольные моменты вблизи поверхности Ферми имеют одинаковый знак. Это приводит к выводу о важной роли квадруполь-квадрупольного взаимодействия – той части взаимодействия, которая не сводится к среднему полю.

Некоторые выводы, сделанные на основе цитированных работ, побудили нас провести аналогичное исследование для некоторых ядер редкоземельной области, что и явилось целью данной работы. В работе вычислены энергии и основные характеристики  $0^+$ -состояний: вероятности  $E(2)$ -,  $E(0)$ -переходов, параметр Расмуссена  $X$  и эффективные сечения  $(p, t)$ - и  $(t, p)$ -реакций с учетом смешивания возбужденных состояний.

#### Выражение для матрицы реакции $(t, p)$

Выражение для матрицы реакции  $(p, t)$  было получено в работе [16] на основе кластерной модели с учетом возбужденных состояний кластеров. В данной работе мы получим выражение для матрицы реакции  $(t, p)$ .

Представим, что тритон, состоящий из двух частей – протона  $p$  и бинейтронного кластера  $X$  ( $t = p + 2n$ ), налетает на ядро  $A$ . При захвате ядром  $A$  бинейтрона  $X$  вылетает протон и возникает ядро  $B$ , где  $B = A + X$ . Волновая функция тритона записывается в виде произведения волновых функций протона  $\Psi_p(\xi_p)$ , бинейтрона  $\Psi_X(\xi_X)$  и их взаимного движения  $\Psi_{pX}(\rho)$ :

$$\Psi_t(\xi_p, \xi_X, \rho) = \hat{P} \Psi_p(\xi_p) \Psi_X(\xi_X) \Psi_{pX}(\rho). \quad (1)$$

В (1) относительная координата  $\rho$  – расстояние от протона до центра тяжести бинейтрона – задается формулой

$$\rho = r_p - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^2 r_i. \quad (2)$$

Функция  $\Psi_X(\xi_X)$  является антисимметричной, а антисимметризация по перестановкам ну-клонов бинейтрона обеспечивается оператором  $\hat{P}$ :

$$\hat{P}\Psi_X(\xi_X) = \sum_P (-1)^P P\Psi(\xi_X). \quad (3)$$

Волновая функция начального состояния имеет вид

$$\Psi_i = \Psi_A(\xi) \Psi_t(\xi_p, \xi_X, \rho), \quad (4)$$

где  $\Psi_A(\xi)$  – волновая функция начального ядра.

Функция конечного состояния описывает состояние ядра  $B$  и свободного движения протона. Ее можно представить в виде

$$\Psi_f = \Psi_B(\xi, R) f(r_p), \quad (5)$$

где  $f(r_p)$  – искаженная функция протона;  $R$  – радиус бинейтрона.

Вероятность  $E(0)$ -переходов, которая определяется недиагональным матричным элементом монопольного оператора, интерпретировать довольно трудно. Эти переходы свидетельствуют о сосуществовании в ядре состояний, существенно различающихся по форме, и о сильном смешивании сферических и деформированных волновых функций. Запрещенные переходы по  $K^\pi$  можно описать, если учесть смешивание возбужденных состояний с разными значениями  $K^\pi$ . В этом случае в выражение (5) вводится дополнительное слагаемое, характеризующее смешивание возбужденных состояний

$$\Psi_f = f(r_p) \left[ \Psi_B(\xi, R) + \sum_{\xi', R'} \Psi_B(\xi', R') \right]. \quad (6)$$

Основное и возбужденные состояния отличаются только квантовыми числами. С ростом энергии возбуждения происходит быстрое увеличение плотностей уровней и усложняется структура волновых функций.

Матричный элемент перехода из состояния  $i$  в состояние  $f$  можно записать как

$$M_{i \rightarrow f} = \int \Psi_f V \Psi_i d\xi_i d\xi_f. \quad (7)$$

Потенциал  $V$  будем выбирать в следующем виде:

$$V = V_{av} + V_{\text{pair}} + V_Q. \quad (8)$$

Здесь  $V_{av}$  – потенциал Саксона – Вудса, описывает среднее поле;  $V_{\text{pair}}$  – остаточное парное и  $V_Q$  – дальнедействующее остаточное квадруполь-квадрупольное взаимодействие. С помощью такого потенциала можно описать квазичастичные и коллективные возбуждения в сферических и деформированных ядрах. Дальнедействующие  $V_Q$ -потенциалы в деформированных ядрах приводят к интенсивному взаимодействию пар квазичастиц в состояниях  $K^\pi = 0^+, 2^+, \dots$ . В результате появляются сильно коллективизированные низколежащие состояния с соответствующими квантовыми числами.

Эффективное сечение для реакции рассмотренного процесса может быть записано в следующем общем виде:

$$d\sigma = \frac{E_t E_A}{\lambda^{1/2} (m_t^2 + M_A^2) (2J_t + 1)} \sum (2\pi)^4 \delta^4(P_t + P_A - P_p - P_B) |M_{if}|^2 dP_t, \quad (9)$$

где  $E_t = (p_t^2 + m_t^2)^{1/2}$  и  $E_A = (P_A^2 + m_A^2)^{1/2}$  – энергии налетающего  $t$  и ядра  $A$  соответственно;  $\lambda(x, y, z) = (x - y - z)^2 - 4yz$  – кинематическая функция.



Кратко обсудим полученные результаты. Как видно из таблицы, теория 1 приводит к завышенным значениям эффективного сечения реакций для первого возбужденного состояния. Вклад смешивания возбужденных состояний занижает значения эффективного сечения. Это связано с тем, что при учете возбужденных состояний сечение зависит от различных состояний выбиваемого в  $(p, t)$  или захватываемого в  $(t, p)$  бинейтронного кластера и относительного движения кластеров. Волновая функция  $\Psi_{A,X}(\rho)$  относительного движения кластеров отличается для возбужденных и основных состояний кластеров. При высоких энергиях падающей частицы – протона или тритона – взаимодействие происходит внутри ядра, и чем глубже внутрь ядра втянута волновая функция  $\Psi_{A,X}(\rho)$ , тем больше энергия связи в состоянии со смешиванием по сравнению с состоянием без смешивания. Увеличение энергии связи кластера приводит к уменьшению значения эффективного сечения.

По данным таблицы следует, что рассчитанные значения энергий оказались выше экспериментальных примерно на 0.2 МэВ, что наводит на мысль о неколлективной природе этих состояний. Во всех рассмотренных ядрах значения  $\rho(E0)$  значительно меньше одночастичной оценки. Для первого возбужденного состояния удовлетворительно согласуются с экспериментом значения  $B(E2)$  и эффективные сечения реакций. С учетом смешивания возбужденных состояний (теория 2) уменьшаются  $B(E2)$  и  $\rho(E0)$ , а также и параметр  $X$ . С ростом энергии значения  $B(E2)$ ,  $\rho(E0)$  и эффективные сечения малы, а параметр  $X$  колеблется в широких пределах. Для большинства рассмотренных ядер эффективные сечения в реакциях  $(p, t)$  и  $(t, p)$  имеют довольно близкие значения. Только для ядер с  $N = 90$  ( $^{152}\text{Sm}$  и  $^{154}\text{Gd}$ ), которые находятся на границе области «выстроенности» квадрупольных моментов, эффективные сечения  $(p, t)$ - и  $(t, p)$ -реакций заметно отличаются. Кроме того, структура этих ядер имеет почти вырожденный характер, что приводит к увеличению интенсивности  $E(0)$ -перехода.

При сравнении с экспериментом важную роль играет выбор параметров деформации, которые могут существенно влиять на возбуждение  $0^+$ -состояний в реакциях  $(p, t)$  и  $(t, p)$ . В ядрах переходной области сильное заселение возбужденных  $0^+$ -состояний в реакциях  $(p, t)$  и  $(t, p)$  происходит в тех случаях, когда деформация возбужденного состояния дочернего ядра совпадает с деформацией основного состояния материнского ядра. Именно этим объясняется различное возбуждение  $0^+$ -состояний, а также различное сравнительное поведение сечений в реакциях  $(p, t)$  и  $(t, p)$ . В наших расчетах для всех исследуемых ядер были использованы одинаковые параметры деформации, что не отвечает реальной ситуации. В двухнуклонных реакциях переноса, в отличие от более простых однонуклонных, мы не можем извлечь спектральную амплитуду из эксперимента. Для низколежащих коллективных состояний эти спектральные амплитуды, вообще говоря, можно предсказать только в предельных случаях, когда соответствующие ядра либо сферические, либо деформированные, тогда как для ядер в переходной области удовлетворительный формализм пока недоступен.

### Заключение

Таким образом, анализируя теоретические и экспериментальные результаты можно сказать, что низколежащие  $0^+$ -возбужденные состояния редкоземельных ядер не являются чистыми состояниями какого-то определенного типа движения. Для количественного объяснения, кроме определенного вида движения, нужны точные знания о механизме реакции передачи двух нуклонов, а также уточнение динамики самосогласованного поля ядер, особенно для ядер на границе переходной области.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wood J.L. // J. Phys.: Conf. Ser. – 2012. – V. 403. – P. 012011. DOI: 10.1088/1742-6596/403/1/012011.
2. Kulp W.D. et al. // Phys. Rev. C. – 2008. – V. 77. – P. 061301(R).
3. Kulp W.D. et al. // Phys. Rev. Lett. – 2003. – V. 91(10). – P. 102501.
4. Meyer D.A. et al. // Phys. Rev. C. – 2006. – V. 74. – P. 044309.
5. Girit C., Hamilton W.D., and Kalfas C.A. // J. Phys. G: Nucl. Phys. – 1983. – V. 9. – No. 7. – P. 797–823.
6. Leshner S.R. et al. // Phys. Rev. C. – 2002. – V. 66. – P. 051305(R).
7. Yang Sun et al. // Phys. Rev. C. – 2003. – V. 68. – P. 061301(R).
8. Heyde K. and Wood J.L. // Rev. Mod. Phys. – 2011. – V. 83. – P. 1467.

9. Zamfir N. V., Zhang J., and Casten R. // *Phys. Rev. C.* – 2002. – V. 66. – P. 057303.
10. Borner H. G., et al. // *Phys. Rev. C.* – 1999. – V. 59. – P. 2432.
11. Leshner S. R. et al. // *AIP Conf. Proc.* – 2002. – No. 610. – P. 798.
12. Shahabuddin M. A. M. et al. // *Nucl. Phys. A.* – 1980. – V. 340. – P. 109–116.
13. Малов Л. А., Соловьев В. Г., Федотов С. П. // *Изв. АН СССР. Сер. физич.* – 1971. – № 35. – С. 747–757.
14. Abdulvahabova S. G., Barkhalova N. Sh., and Bayramova T. O. // *Proc. Star-Net. Modern Trends in Physics.* – 2019. – P. 253–255.
15. Abdulvagabova S. K., Ivanova S. P., and Pyatov N. I. // *Phys. Lett. B.* – 1972. – V. 38. – P. 215–217.
16. Абдулвагабова С. К., Эфендиева И. К. // *Изв. вузов. Физика.* – 2020. – Т. 63. – № 4. – С. 104–108.

Поступила в редакцию 09.07.19.

<sup>1</sup> Бакинский государственный университет, г. Баку, Азербайджанская Республика

<sup>2</sup> Азербайджанский государственный университет нефти и промышленности,  
г. Баку, Азербайджанская Республика

---

**Абдулвагабова** Саджида Кафар кызы, профессор каф. строения вещества БГУ, e-mail: [sajida.gafar@gmail.com](mailto:sajida.gafar@gmail.com);  
**Эфендиева** Ирада Кафар кызы, доцент каф. физики АГУНП, e-mail: [irada.e@mail.ru](mailto:irada.e@mail.ru).