

СТРУКТУРА И ПОЛНАЯ СИЛА МАГНИТНОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА НА ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЯХ В ЯДРАХ *sd*-ОБОЛОЧКИ

© 2019 г. А. С. Качан¹, *, И. В. Кургуз¹, В. М. Мищенко¹, С. Н. Утенков¹

¹Национальный научный центр “Харьковский физико-технический институт”, Харьков, Украина

*E-mail: Kachan@kipt.kharkov.ua

Поступила в редакцию 04.02.2019 г.

После доработки 15.04.2019 г.

Принята к публикации 27.08.2019 г.

Изучен γ -распад резонансноподобных структур, наблюдаемых в реакции радиационного захвата протонов ядрами: ^{22}Ne , ^{26}Mg , ^{30}Si , $^{34},^{36}\text{S}$ и ^{38}Ar в районе энергий возбуждения 7–12 МэВ. Проведены измерения функций возбуждения данной реакции. Силы резонансных состояний определены в интервале энергий ускоренных протонов $E_p = 1.0\text{--}3.0$ МэВ. Полученные дискретные распределения магнитных дипольных γ -переходов на основном и возбужденных состояниях для ядер *sd*-оболочки носят резонансный характер. Идентифицирован магнитный дипольный резонанс на основном и возбужденных состояниях в вышеперечисленных ядрах. Положение магнитного дипольного резонанса на возбужденных состояниях совпадает с таковым, предсказанным гипотезой Бринка–Акселя для ядер, которые находятся в начале подоболочки.

DOI: 10.1134/S0367676519120081

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы проведены обширные теоретические и экспериментальные исследования свойств магнитного дипольного резонанса (МДР) [1, 2]. Накоплена обширная информация о положении и тонкой структуре $M1$ резонанса в четно-четных $4N$ - и $4N + 2n$ -ядрах *sd*-оболочки [3, 4]. Для объяснения ослабления полной силы и фрагментации $M1$ резонанса в этих ядрах с успехом привлекались модель Нильсона, оболочечная модель с конфигурационным смешиванием, метод Хартри–Фока [3–5]. Также в работах [6, 7] показано, что для более полного объяснения экспериментальных данных необходимо учитывать также корреляции в основном состоянии, мезонные токи, изобарнодырочные возбуждения, кварковые степени свободы.

Для нечетных и нечетно-нечетных ядер *sd*-оболочки [8, 9] получено распределение магнитных дипольных γ -переходов в основном состоянии. Идентифицирован МДР на основном состоянии. Положение центра тяжести МДР на основном состоянии в нечетно-нечетных ядрах отличается от положения центра тяжести МДР в четно-четных ядрах на 3 МэВ [8]. В то же время ЦТ МДР в нечетных ядрах с заполненной $d_{5/2}$ -подоболочкой (^{31}P , $^{35},^{37}\text{Cl}$, ^{39}K) находится на 3 МэВ выше, чем ЦТ МДР в ядрах с незаполненной $d_{5/2}$ -подоболочкой

(^{23}Na , ^{25}Mg , ^{27}Al) [9]. Поведение полной силы МДР в нечетных ядрах *sd*-оболочки соответствует поведению полной силы, полученной из анализа правила сумм Курата [10].

Согласно гипотезе Бринка–Акселя, на любом возбужденном состоянии можно построить гигантский резонанс (ГР), подобный гигантскому резонансу основного состояния. ГР на возбужденных состояниях изучались в работах [11–15]. В работе [11] полученные новые данные о свойствах ГДР на возбужденных состояниях показывают, что энергии возбуждения, ширины и сечения для этих резонансов имеют простую массовую зависимость типа $A^{-1/3}$ или $A^{-1/6}$. Из полученных данных следует, что вновь обнаруженный резонанс является общей коллективной особенностью всех ядер с $N - Z \geq 1$ и имеет простую массовую зависимость, которая, как представляется, включает в себя две моды резонанса: изобарический аналоговый резонанс и гигантский дипольный резонанс. В работах [12, 13] изучалось изменение ядерной формы как функции температуры и спина. Рассматривая флуктуации частично-дырочной (*ph*) энергии относительно ее среднего значения как возмущения, мы получили простые выражения ширины и правила сумм для гигантских резонансов на возбужденных состояниях, которые хорошо согласуются с экспериментальными

данными [14]. В работе [15] изучены гигантские резонансы, построенные на возбужденных состояниях в ядрах и, в частности, резонансы $L = 0$, 2 ($T = 0$). Оказалось, что их энергия меньше энергии, которая соответствует резонансу, построенному на основном состоянии.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Для определения центра тяжести ($E_{ц. т.} = \sum_k E_k B_k(M1) \uparrow / \sum_k B_k(M1) \uparrow$) и полной силы магнитного дипольного резонанса ($S_{EW}^{M1} = \sum_k E_k B_k(M1) \uparrow$), наблюдаемого в реакции радиационного захвата протонов, необходимо знание сил резонансов данной реакции ($S = (2I + 1) \Gamma_p \Gamma_\gamma / \Gamma$), так как:

$$B(M1)_{fi} \uparrow = \frac{86.6}{(2I_f + 1)(1 + \delta_{if}^2)} \frac{b_{if} S_i [\text{ЭВ}]}{E_{\gamma_{if}}^3 [\text{МЭВ}]} \left[\mu_N^2 \right], \quad (1)$$

где: i – начальное состояние (резонансное); f – конечное состояние; b_{if} – коэффициент ветвления для перехода между начальным и конечным состояниями; S_i – силы резонансных состояний; δ_{if} – коэффициент смешивания по мультипольностям для γ -переходов между начальным и конечным состояниями; I – спин состояния; $E_{\gamma_{if}}$ – энергия γ -перехода между начальным и конечным состояниями; $B(M1)_{fi} \uparrow$ – вероятность $M1$ -перехода из конечного состояния в начальное состояние ($B(M1)_{fi} \uparrow = ((2I_i + 1)/(2I_f + 1)) B(M1)_{if} \downarrow$). Ниже порога (p, γ)-реакции выражение (1) приобретает вид:

$$B(M1)_{fi} \uparrow = 14.2 \frac{b_{if} (2I + 1)}{(1 + \delta_{if}^2) \tau_{mi} [fs] E_{\gamma_{if}}^3 [\text{МЭВ}]} \left[\mu_N^2 \right], \quad (2)$$

где: τ_{mi} – среднее время жизни возбужденного состояния.

Обычно силы резонансов в области энергий ускоренных протонов с $E_p < 1$ МэВ хорошо известны, поэтому силы впервые исследуемых резонансов удобно определять из относительных измерений. Сравнивая выход γ -линий в спектре исследуемого резонанса с γ -линиями в спектре известного резонанса (сила и схема распада которого хорошо известны), можно найти силу исследуемого резонанса. Подробно метод определения силы резонансов для тонкой мишени описан в [16, 17].

Сила резонансов в (p, γ)-реакциях определяется как [16]:

$$S = \frac{(2I + 1) \epsilon N_\gamma}{\pi \lambda^2 \xi N_p b \eta W(\theta)}, \quad (3)$$

где ϵ – тормозная способность мишени в единицах энергии, умноженной на см²/атом; N_γ – вы-

ход гамма-квантов данной энергии; ξ – толщина мишени в единицах энергии; N_p – число протонов, попавших на мишень; b – коэффициент ветвления; η – абсолютная эффективность детектора; $W(\theta)$ – коэффициент, учитывающий эффект углового распределения. Толщину мишени ξ можно выразить через тормозную способность вещества мишени ϵ :

$$\xi = n t_M \epsilon, \quad (4)$$

где n – число атомов на 1г вещества мишени, t_M – толщина мишени в г · см⁻².

Измерения во всем энергетическом диапазоне проводятся в одних и тех же экспериментальных условиях, что позволяет исключить зависимость от числа протонов, попавших на мишень, и от толщины мишени.

$$\frac{S_1}{S_2} = \frac{N_{\gamma 1} E_{r1} b_1 \eta_2}{N_{\gamma 2} E_{r2} b_2 \eta_1}, \quad (5)$$

где $N_{\gamma 1}$, $N_{\gamma 2}$ – выход γ -квантов (площадь под γ -линией) для первого и второго резонансов соответственно; E_{r1} , E_{r2} – резонансные энергии протонов в лабораторной системе; b_1 , b_2 – коэффициенты ветвления изучаемых γ -переходов; η_1 , η_2 – абсолютная эффективность детектора по отношению к γ -квантам, регистрируемым в первом и втором резонансах соответственно.

Силы резонансов, составляющие резонансоподобные структуры (рис. 1), наблюдаемые в реакции радиационного захвата протонов ядрами ²²Ne, ²⁶Mg, ³⁰Si, ^{34,36}S и ³⁸Ar, были определены из сравнения интенсивностей γ -линий, образующихся при распаде изучаемых резонансных уровней с интенсивностью известных γ -линий, образующихся при распаде калибровочных резонансов. Для ²³Na это резонанс при $E_p = 1278$ кэВ [18], для ²⁷Al при $E_p = 1966$ кэВ [19], для ³¹P при $E_p = 1880$ кэВ [20], для ³⁵Cl при $E_p = 1212$ кэВ [9], для ³⁷Cl при $E_p = 1887$ кэВ [21].

В результате проведенных измерений в нечетных ядрах были обнаружены РПС (рис. 1), подобные тем, которые наблюдаются для четных ядер, исследованных нами ранее [8, 22, 23]. В случае четных ядер РПС имели сложную структуру, т.е. состояли из состояний, принадлежащих как $M1$ -резонансу основного состояния, так и $M1$ -резонансу, “построенному” на возбужденных состояниях. Окончательный вывод о природе наблюдаемых РПС в случае нечетных ядер может быть сделан после установления всех квантовых характеристик резонансных состояний, составляющих эти РПС, и изучения их γ -распада. С этой целью нами измерены спектры и угловые распределения γ -квантов, образующихся при распаде наиболее интенсивных резонансов, со-

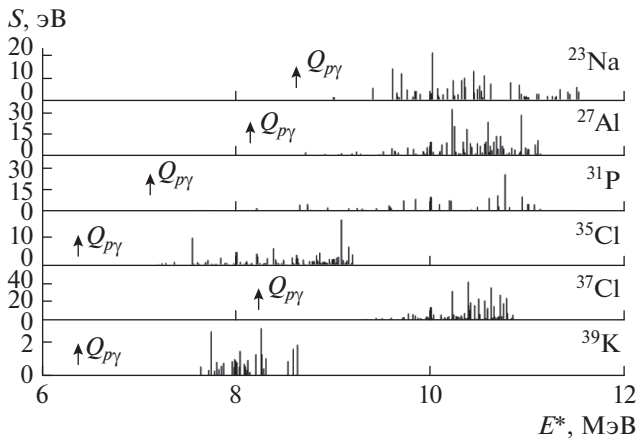


Рис. 1. Резонансно-подобные структуры, наблюдаемые в реакции радиационного захвата протонов для нечетных ядер sd -оболочки.

ставляющих данные РПС. Измерения проводились на ускорителе ЭСУ-5 ННЦ ХФТИ. Для измерения γ -спектров применялся Ge(Li)-детектор объемом 60 см^3 и разрешением 3.2 кэВ для $E_\gamma = 1332 \text{ кэВ}$. Детектор располагался на расстоянии 2 см от мишени под углом 55° . Мишень была приготовлена путем вбивания ионов в танталовую подложку непосредственно в электромагнитном сепараторе. Мишень, приготовленная таким способом, удобна для длительных экспериментов, так как выдерживает высокие плотности токов на протяжении многих часов работы.

Полученные в работах [9, 18–21] дискретные распределения магнитных дипольных γ -переходов на основном и возбужденных состояниях носят резонансный характер. Мы получили, что для нечетных ядер, так же, как и для четных ядер, РПС имеют сложную структуру, т.е. состоят из состояний, принадлежащих как $M1$ -резонансу основного состояния, так и $M1$ -резонансу, “построенному” на возбужденных состояниях.

Из полученных экспериментальных данных определено положение центра тяжести (ЦТ) МДР на возбужденных состояниях. В ядре ^{23}Na $E_{\text{ц.т.}}$ на состоянии 0.44 МэВ получено равным 6.0 МэВ ; на состоянии 2.982 МэВ получено равным 10.2 МэВ . В ядре ^{27}Al $E_{\text{ц.т.}}$ на состоянии 0.844 МэВ получено равным 10.27 МэВ ; на состоянии 1.014 МэВ получено равным 10.31 МэВ . В ядре ^{31}P $E_{\text{ц.т.}}$ на состоянии 1.266 МэВ получено равным 9.15 МэВ . В ядре ^{35}Cl $E_{\text{ц.т.}}$ на состоянии 1.219 МэВ получено равным 5.68 МэВ ; на состоянии 1.763 МэВ получено равным 7.34 МэВ . В ядре ^{37}Cl $E_{\text{ц.т.}}$ на состоянии 1.727 МэВ получено равным 10.39 МэВ . В ядре ^{39}K $E_{\text{ц.т.}}$ на состоянии 3.02 МэВ получено равным

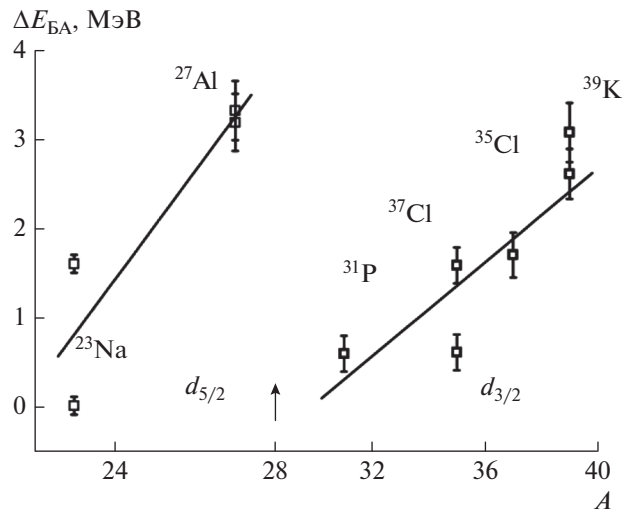


Рис. 2. Проверка гипотезы Бринка–Акселя для $M1$ -резонанса в нечетных ядрах sd -оболочки.

7.9 МэВ ; на состоянии 3.944 МэВ получено равным 7.44 МэВ .

Как видно из вышеперечисленных данных, мы получили, что положение МДР на возбужденных состояниях совпадает с таковым, предсказанным гипотезой Бринка–Акселя (рис. 2) для ядер, которые находятся в начале подоболочки (^{23}Na – $d_{5/2}$ -подоболочка; ^{31}P – $d_{3/2}$ -подоболочка) и отличается на 3 МэВ для ядер с почти заполненной подоболочкой (^{27}Al – $d_{5/2}$ -подоболочка; ^{39}K – $d_{3/2}$ -подоболочка).

Это связано с влиянием энергии спаривания нуклонов на свойства МДР в ядрах sd -оболочки. Другими словами, для ядер, находящихся в начале подоболочки, в формировании МДР принимает участие, в основном, нечетная частица. А для ядер с почти заполненной подоболочкой в формировании МДР возрастает роль nn - или pp -пар.

$$\Delta E_{\text{БА}} = E_{\text{ц.т.}} - E_{\text{ур}}, \quad (6)$$

где: $\Delta E_{\text{ц.т.}} = E_{\text{ц.т.}}^* - E_{\text{ц.т.}}^0$, $E_{\text{ц.т.}}^*$ – положение центра тяжести МДР на возбужденном состоянии; $E_{\text{ц.т.}}^0$ – положение центра тяжести МДР на основном состоянии; $E_{\text{ур}}$ – энергия уровня возбужденного состояния, на котором наблюдается МДР; $\Delta E_{\text{БА}}$ – отличие в положении МДР предсказанного гипотезой Бринка–Акселя от экспериментального значения центра тяжести МДР.

Поведение полной силы МДР на основном состоянии для нечетных ядер sd -оболочки соответствует таковой, полученной из правила сумм Курата в рамках одночастичной оболочечной модели

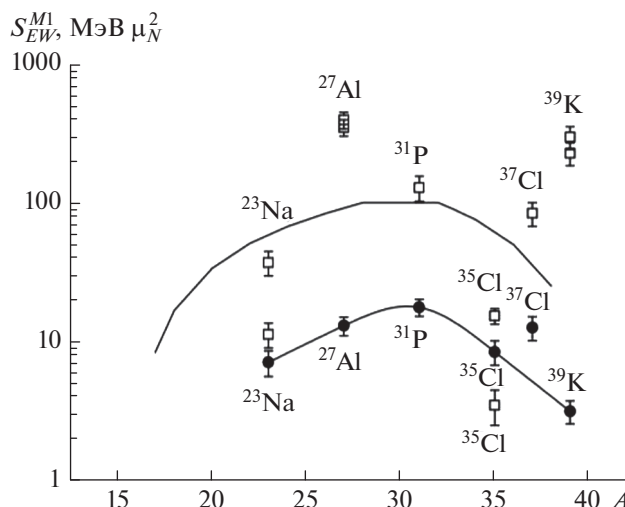


Рис. 3. Сплошная кривая — правило сумм Курата [10]; ● — зависимость полной силы МДР от A для возбужденных состояний в нечетных ядрах sd -оболочки, □ — данные работ [9, 18–21] для основного состояния.

[9]. В то же время, полная сила МДР на возбужденных состояниях не соответствует таковой, полученной из правила сумм Курата (рис. 3). Это может быть связано с увеличением роли коллективного движения в структуре возбужденных состояний.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе изучен γ -распад резонансно-подобных структур, наблюдаемых в реакции радиационного захвата протонов ядрами: ^{22}Ne , ^{26}Mg , ^{30}Si , ^{34}S , ^{36}S и ^{38}Ag в районе энергий возбуждения 7–12 МэВ. Проведены измерения функций возбуждения данной реакции. Определены силы резонансных состояний в интервале энергий ускоренных протонов $E_p = 1.0\text{--}3.0$ МэВ. Идентифицирован МДР на возбужденных состояниях в ядрах sd -оболочки. Положение магнитного дипольного резонанса на возбужденных состояниях совпадает с таковым, предсказанным гипотезой Бринка–Акселя для ядер, которые находятся в начале подоболочки, и отличается на 3 МэВ для ядер с почти заполненной подоболочкой. Для ядер, находящихся в начале подоболочки, в формировании МДР принимает участие, в основном, нечетная частица, а для ядер с почти заполненной подоболочкой в формировании МДР возрастает роль nn - или pp -пар. Полная сила МДР на возбужденных состояниях, не соответствует таковой, полученной из правила сумм Курата, что может быть связано с увеличением роли коллективного движения в структуре возбужденных состояний.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Heyde K., von Neumann-Cose P., Richter A. // *Rev. Mod. Phys.* 2010. V. 82. P. 2365.
2. Raman S., Fagg L.W., Hicks R.S. *Electric and magnetic giant resonances in nuclei*. Singapore: World Sci., 1991. P. 355.
3. Berg U.E.P., Ackermann K.A., Banert K. et al. // *Phys. Lett. B.* 1984. V. 140. P. 191.
4. Fagg L.W. // *Rev. Mod. Phys.* 1975. V. 47. P. 683.
5. Castel B., Singh B.P., Johnstone I.P. // *Nucl. Phys. A.* 1970. V. 157. P. 137.
6. Zamick L., Abbs A., Halemann T.R. // *Phys. Lett. B.* 1981. V. 103. P. 87.
7. Kohno M., Sprung D.W.L. // *Phys. Rev. C.* 1982. V. 26. P. 297.
8. Качан А.С., Немашкало Б.А., Сторишко В.Е. // *Ядерн. физ.* 1989. Т. 49. С. 367; Kachan A.S., Nemashkalo B.A., Storizhko V.E. // *Sov. J. Nucl. Phys.* 1989. V. 49. P. 227.
9. Качан А.С., Кургуз И.В., Ковтуненко И.С. и др. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2011. Т. 75. № 7. С. 973; Kachan A.S., Kurguz I.V., Kovtunencko I.S. et al. // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2011. V. 75. № 7. P. 217.
10. Kurath D. // *Phys. Rev.* 1963. V. 130. P. 1525.
11. Mordechai S., Auerbach N., Green S. et al. // *Phys. Rev. C.* 1989. V. 40. P. 850.
12. Newton J.O., Herskind B., Diamond R.M. et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1981. V. 46. P. 1393.
13. Jorgen J. // *Nucl. Phys. A.* 1988. V. 488. P. 261.
14. Besold W., Reinhard P.G., Toepffer C. // *Nucl. Phys. A.* 1984. V. 431. P. 1.
15. Caurier E., Grummalticos B., Ploszajczka M. // *Phys. Lett.* 1985. V. 151. P. 315.
16. Paine B.M., Sargood D.G.V. // *Nucl. Phys. A.* 1979. V. 331. P. 389.

17. *Keinonen J., Riihonen M., Anttila A.* // Phys. Rev. C. 1977. V. 15. P. 579.
18. Качан А.С., Ковтуненко И.С., Кургуз И.В. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2006. Т. 70. № 5. С. 751; *Kachan A.S., Kovtunenکو I.S., Kurguz I.V. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2006. V. 70. № 5. P. 860.
19. Качан А.С., Кургуз И.В., Ковтуненко И.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2008. Т. 72. № 11. С. 1630; *Kachan A.S., Kurguz I.V., Kovtunenکو I.S. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2008. V. 72. № 11. P. 1544.
20. Качан А.С., Кургуз И.В., Ковтуненко И.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2009. Т. 73. № 11. С. 1601; *Kachan A.S., Kurguz I.V., Kovtunenکو I.S. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2009. № 11. V. 73. P. 1506.
21. Качан А.С., Кургуз И.В., Ковтуненко И.С., Мищенко В.М. // Изв. РАН. Сер. физ. 2008. Т. 72. № 3. С. 430; *Kachan A.S., Kurguz I.V., Kovtunenکو I.S., Mischenکو V.M.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2008. V. 72. № 3. P. 403.
22. Качан А.С. // Укр. физ. журн. 1988. Т. 33. С. 989.
23. Качан А.С., Водин А.Н., Немашкало Б.А. и др. // ЯФ. 1992. Т. 55. С. 2321.