

M1-резонанс в нечетных ядрах sd-оболочки

А.С.Качан

ИФВЭЯФ ННЦ ХФТИ, г. Харьков

Ранее [1,2], изучая γ -распад резонансноподобных структур, наблюдающихся в реакции радиационного захвата протонов ядрами ^{21}Ne , ^{25}Mg , ^{29}Si , ^{34}S , мы обнаружили новое явление, связанное с существованием триплетного спаривания между нечетными нейтроном и протоном, находящимися на одной орбите. Это проявляется в том, что положение центра тяжести (ц.т.) магнитного дипольного резонанса (МДР) в нечетно-нечетных $4N+np$ ядрах находится на 3 МэВ ниже по энергии возбуждения, чем в четно-четных $4N$ - ядрах. В этих же работах предложена модель для объяснения данного явления. Из этой модели следует, что нечетные ядра sd-оболочки можно разделить на две группы в зависимости от того, в каком состоянии находится нечетная частица в $d_{5/2}$ – или $d_{3/2}$ –подоболочке.

К настоящему времени накоплена обширная экспериментальная спектроскопическая информация о резонансных состояниях ядер ^{27}Al , ^{31}P , ^{35}Cl , ^{37}Cl с помощью реакции радиационного захвата протонов ядрами ^{26}Mg , ^{30}Si , ^{34}S , ^{36}S соответственно [3-7]. Однако в области энергий, где наблюдаются резонансноподобные структуры (РПС) в данной реакции [8,9], экспериментальной информации недостаточно для того, чтобы надежно идентифицировать магнитный дипольный резонанс (МДР). Поэтому мы провели цикл измерений, связанных с идентификацией и определением положения центра тяжести, тонкой структуры и полной силы МДР в ядрах ^{27}Al , ^{31}P , ^{35}Cl , ^{37}Cl . Функции возбуждения реакций ^{26}Mg , ^{30}Si , ^{34}S , $^{36}\text{S}(p,\gamma)$, ^{27}Al , ^{31}P , ^{35}Cl , ^{37}Cl , необходимые для определения сил резонансов ($S=(2J+1)G_p\Gamma_\gamma/\Gamma$), были измерены в интервале энергий ускоренных протонов $E_p=1,8-3$ МэВ для ^{27}Al и ^{37}Cl , $E_p=1-2,7$ МэВ для ^{31}P , $E_p=1,2-3$ МэВ для ^{35}Cl [8,9]. Измерения проводились на ускорителе ЭСУ-4 ННЦ ХФТИ. Для измерения выхода γ -квантов с $E_\gamma > 2,6$ МэВ применялся NaI(Tl) детектор размерами $\varnothing 150 \times 100$ мм, который располагался на расстоянии 5 см от мишени под углом 55° относительно направления пучка протонов для исключения зависимости выхода γ -квантов от угла. Силы резонансов определялись из сравнения площади под резонансной кривой для исследуемых резонансов с таковой под калибровочным резонансом. Для ^{27}Al это резонанс при $E_p=1966$ кэВ, для ^{31}P - резонанс при $E_p=1880$ кэВ, ^{35}Cl - резонанс при $E_p=1212$ кэВ, ^{37}Cl -

резонанс при $E_p=1887$ кэВ, силы которых хорошо известны [3]. В результате проведенных измерений в нечетных ядрах были обнаружены РПС, подобные тем, какие наблюдаются для четных ядер, исследованных нами ранее [1,2]. Во всех предыдущих случаях РПС имели сложную структуру, т.е. состояли из состояний, принадлежащих как M1-резонансу основного состояния, так и M1-резонансу, "построенному" на возбужденных состояниях. И только в одном случае (^{34}Cl) ц.т. РПС определялся состояниями M1-резонанса на возбужденном состоянии. Окончательный вывод о природе наблюдаемых РПС 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, составляющих данные РПС, с помощью Ge(Li)-детектора.

Измерения проводились на электростатическом ускорителе ННЦ ХФТИ. Для измерения γ -спектров применялся Ge(Li)-детектор объемом 60 см^3 и разрешением 4 кэВ для $E_\gamma=1332$ кэВ. Детектор располагался на расстоянии 7 см от мишени. Мишень находилась в центре вращения под углом 45° к направлению пучка протонов. Измерения проводились под углами 0° , 60° , 30° , 90° , 45° . Поправки, учитывающие конечные размеры детектора, выбирались из литературных данных. Монитором служил сцинтилляционный детектор с кристаллом NaI(Tl) размерами $\varnothing 150 \times 100$ мм. Этот же детектор использовался и при измерении функции возбуждения. Результаты измерений в виде коэффициентов разложения по полиномам Лежандра (a_k) приведены в работах [8,9]. Коэффициенты a_k определены путем согласования по методу наименьших квадратов экспериментальных данных и выражения

$$W(\theta) = A_0 [1 + a_2 P_2(\cos\theta) + a_4 P_4(\cos\theta) + a_6 P_6(\cos\theta)].$$

Дальнейший анализ угловых распределений заключался в нахождении спинов резонансных состояний и коэффициентов смешивания по

мультипольностям γ -излучения (δ) путем минимизации величины

$$\chi^2 = \sum_n ((A_0 W^{\text{теор}}(\theta_n) - W^{\text{эксп}}(\theta_n)) / \Delta W^{\text{эксп}}(\theta_n))^2,$$

где $W^{\text{теор}}(\theta_n) = \sum_k Q_k \rho_{k0} F_k(J_1, J_2, L, \delta) P_k$ - теоретическое угловое распределение γ -квантов для перехода между начальным и конечным состояниями со спинами J_1 и J_2 , $W^{\text{эксп}}(\theta)$ и $\Delta W^{\text{эксп}}(\theta)$ - экспериментальные данные с соответствующими статистическими погрешностями, A_0 - нормировочная константа, Q_k - коэффициент, учитывающий конечные размеры детектора, ρ_{k0} - элемент статистического тензора, n - число экспериментальных точек (углов). Минимизация величины χ^2 проводилась методом линеаризации с помощью программы FUMPLI. Процедура подгонки для нечетных ядер отличалась от таковой для четных ядер тем, что в этом случае параметры статистического тензора вычисляются и коэффициент смешивания по мультипольностям δ остается единственным подгоночным параметром (варьируемым). Результаты анализа спектров и угловых распределений γ -квантов, образующихся при распаде резонансов, составляющих изучаемые РПС, приведены в работах [8,9]. Значение четности резонансных состояний приписано на основании сравнения вероятностей электромагнитных переходов различной мультипольности с рекомендованными верхними пределами (РВП) данных величин [10]. Приведенная вероятность γ_0 -перехода $V(M1)$ рассчитывалась из выражения

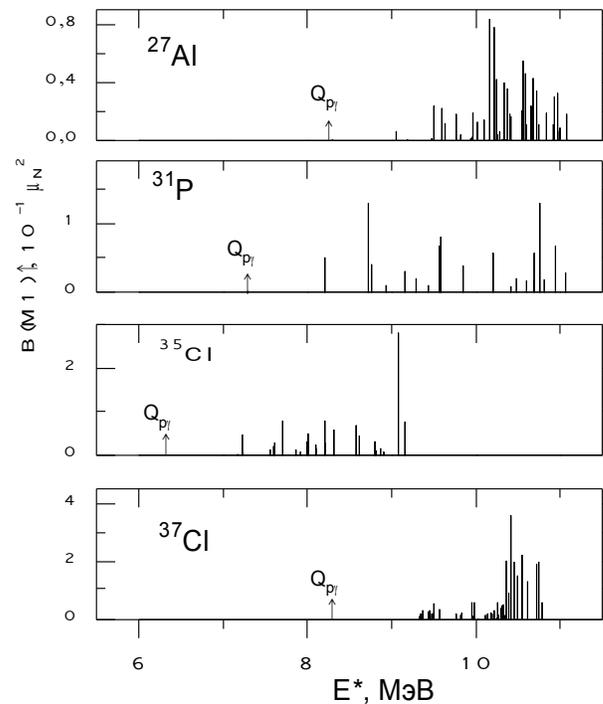
$$V(M1) = 86,6 b_0 S(\text{эВ}) / ((2J_0 + 1) E_{\gamma_0}^3 (\text{МэВ})),$$

где b_0 - коэффициент ветвления для основного состояния, J_0 -спин основного состояния, E_{γ_0} - энергия γ -перехода на основное состояние. Для состояний, у которых известны не все квантовые характеристики, приведена оценка верхнего предела величины $V(M1)$.

Полученные распределения вероятностей магнитных дипольных γ -переходов позволяют сделать вывод, что составляющие РПС резонансы принадлежат состояниям M1-резонанса как на основных, так и на возбужденных состояниях ядер ^{27}Al , ^{31}P , ^{37}Cl . Центр тяжести МДР ($E_{\text{цт}} = \sum_k E_k B_k(M1) / \sum_k B_k(M1)$) на основных состояниях ядер ^{31}P , ^{35}Cl , ^{37}Cl (рисунок) равен $9,7 \pm 0,3$ МэВ, $9,1 \pm 0,1$ МэВ, $10,5 \pm 0,2$ МэВ соответственно и находится в области, ожидаемой для нечетных ядер с заполненной $d_{5/2}$ -подоболочкой.

Этот экспериментальный факт свидетельствует в пользу того, что в формировании M1-резонанса в ядрах ^{31}P , ^{35}Cl , ^{37}Cl принимает участие pn (pp)-пара из $d_{5/2}$ -подоболочки, поэтому на положение ц.т. M1-резонанса в этом ядре оказывает влияние величина pn

(pp)-спаривания в этой подоболочке. Ц.т. M1-резонанса в ядрах ^{25}Mg , ^{27}Al [3] равен 5,8 МэВ и 6,1 МэВ соответственно и находится в области энергий возбуждения, ожидаемой для ядер с незаполненной $d_{5/2}$ -подоболочкой. Полная сила МДР ($S_{\text{EW}}^{M1} = \sum_k E_k B_k(M1)$) в ядрах ^{31}P , ^{35}Cl , ^{37}Cl равна $10,2 \text{ МэВ} \mu_N^2$, $2,5 \text{ МэВ} \mu_N^2$, $12,8 \text{ МэВ} \mu_N^2$ соответственно и сравнима с таковой в четных $4N+2n$ и $4N+pn$ ядрах [2], что также, по-видимому, подтверждает вывод о том, что в формировании M1-резонанса в нечетных ядрах с заполненной $d_{5/2}$ -подоболочкой принимает участие валентная pn (pp)-пара. S_{EW}^{M1} резонанса, наблюдаемого в (p, γ)-реакции в ядре ^{27}Al , равна $2,1 \text{ МэВ} \mu_N^2$ и в несколько раз меньше, чем таковая для M1-резонанса с ц.т. 6,1 МэВ. Это означает, по-видимому, что более высоколежащий резонанс не связан с энергией спин-орбитального расщепления.



M1-резонанс в нечетных ядрах sd -оболочки

Литература

1. Качан А.С. УФЖ. **33**, 989(1988).
2. Качан А.С., Немашкало Б.А., Сторижко В.Е. ЯФ. **49**, 367(1989).
3. Endt P.M. Nucl.Phys. **A521**, 1(1990).
4. Smit J.J.A.Reinecke J.P.L. et al. Nucl.Phys. **A377**, 15(1984).
5. De Neijs E.O. et al. Nucl.Phys. **A254**, 45(1975).
6. Meyer M.A. et al. Nucl.Phys. **A264**, 13(1976).
7. Nooren G.L. et al. Nucl.Phys. **A423**, 197(1984).
8. Качан А.С., Водин А.Н., Мищенко В.М., Слабоспицкий Р.П. ЯФ. **59**, 775(1996).

9. Качан А.С. Водин А.Н., Мищенко В.М.,
Слабоспицкий Р.П.. Изв. РАН. Сер. физ. 62,
48(1998)
10. Endt P.M. At. Data Nucl. Data Tables. 23, 3(1979).

Статья поступила: в редакцию 26 мая 1998 г.,
в издательство 1 июня 1998 г.