

УДК 539.163

**МАГНИТНЫЙ ДИПОЛЬНЫЙ РЕЗОНАНС В ЯДРЕ  $^{27}\text{Al}$** **А.С. Качан, И.В. Кургуз, И.С. Ковтуненко, В.М. Мищенко, В.А. Панин**

Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт", 61108, Харьков, ул. Академическая 1

E-mail: [Kachan@kipt.kharkov.ua](mailto:Kachan@kipt.kharkov.ua)

Поступила в редакцию 6 августа 2007г.

Изучен гамма-распад резонансно-подобной структуры, наблюдаемой в реакции  $^{26}\text{Mg}(p,\gamma)^{27}\text{Al}$  в области энергий ускоренных протонов  $E_p = 0,8\text{-}3,0$  МэВ. Измерены функция возбуждения данной реакции, спектры гамма-квантов, образующихся при распаде резонансов с  $E_p = 2234, 2383, 2406, 2496, 2539$  кэВ, составляющих данную резонансно-подобную структуру. Идентифицирован М1-резонанс на основном и возбуждённых состояниях данного ядра  $^{27}\text{Al}$  с  $E^* = 844$  и  $1014$  кэВ. Определена полная сила М1-резонанса на основном состоянии данного ядра. Положение и полная сила М1-резонанса на основном состоянии объясняется с учетом сил спаривания.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** реакция  $^{26}\text{Mg}(p,\gamma)^{27}\text{Al}$ , М1-резонанс, М1-переход, энергия спаривания, гигантский резонанс.

В последние годы реакции неупругого рассеяния и радиационного захвата протонов начали интенсивно применяться для исследования гигантских мультипольных резонансов, расположенных наиболее низко по энергии возбуждения и поэтому попадающих в область дискретных состояний ядра [1]. Одним из наиболее интересных среди низко лежащих гигантских резонансов является М1-резонанс. Это связано с тем, что М1-переходы несут наиболее полную информацию о спиновой и изоспиновой зависимости ядерных сил [2]. В реальных ядрах М1-сила распределена по близлежащим состояниям, что позволяет изучать связь одночастичного движения с коллективным. Для ядер sd-оболочки роль коллективного движения невелика, поэтому М1-резонанс отчётливо проявляется в этих ядрах. К настоящему времени положение и тонкая структура магнитного дипольного резонанса (МДР) в чётно-чётных  $4N$  и  $4N+2n$  и нечётно-нечётных  $4N+np$  ядрах sd-оболочки известны достаточно хорошо [3, 4]. Также установлено, что основной механизм, ответственный за возбуждение МДР, связанный с переходами между спин-орбитальными партнёрами [2]. Для объяснения ослабления полной силы и фрагментации МДР в этих ядрах с успехом привлекались модели Нильссона [3], оболочечная модель с конфигурационным смешиванием [4], метод Хартри-Фока [5]. Учёт влияния парных корреляций на положение и энергетически взвешенную силу гигантских мультипольных резонансов приводит к более полному согласию выводов различных теоретических моделей и экспериментальных данных [6-10].

Анализ полной силы магнитного дипольного резонанса в чётных ядрах указывает на то, что в  $4N+2n$  и  $4N+np$  ядрах в формировании МДР в основном принимает участие валентная  $np$ - и  $pp$ -пара [11]. Это согласуется с выводом о том, что на положение центра тяжести МДР в чётных ядрах оказывает влияние величина  $np$ -,  $pp$ -, или  $pp$ -спаривания в  $d_{5/2}$ -подоболочке [11]. Анализ полной силы МДР в нечётных ядрах также может дать сведения о влиянии спаривания на свойства МДР. Влияние спаривания на положение центра тяжести МДР в нечётных ядрах можно считать установленным [12, 13]. Цель работы - получение новых экспериментальных данных о положении, тонкой структуре и полной силе МДР в ядре  $^{27}\text{Al}$ .

**МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ**

Измерения проводили на ускорителе ЭСУ-5 ННЦ ХФТИ. Для измерения функции возбуждения применяли NaI(Tl)-детектор размерами  $\varnothing 150 \times 100$  мм, который располагали на расстоянии 5 см от мишени под углом  $55^\circ$  относительно направления пучка протонов с целью исключения зависимости эффекта углового распределения гамма-квантов на результаты измерений. Регистрировали  $\gamma$ -кванты с  $E_\gamma > 2,6$  МэВ. Для измерения спектров  $\gamma$ -квантов применяли Ge(Li)-детектор объёмом  $70 \text{ см}^3$  и с разрешением 3 кэВ для  $E_\gamma = 1332$  кэВ. Наши эксперименты были выполнены на тонкой изотопной мишени (толщина мишени составляла порядка 2 кэВ для протонов с энергией 2 МэВ), приготовленной путём вбивания ионов  $^{26}\text{Mg}$  в танталовую подложку непосредственно в электромагнитном сепараторе. Танталовая подложка представляла собой диск диаметром 16 мм и толщиной 0,5 мм. Выбор в качестве подложки тантала обусловлен тем, что данный материал даёт незначительный фон гамма-лучей до энергии ускоренных протонов 4 МэВ. Мишени, приготовленные таким способом, удобны для длительных экспериментов, так как выдерживают высокие плотности токов на протяжении многих часов работы. Недостатком «вбитых» мишеней является то, что точно нельзя оценить число ядер в мишени, и это затрудняет их применение для измерения абсолютного выхода  $\gamma$ -квантов.

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ**

К настоящему времени накоплена обширная экспериментальная спектроскопическая информация о резонансных состояниях ядра  $^{27}\text{Al}$  с помощью реакции радиационного захвата протонов ядрами  $^{26}\text{Mg}$  при  $E_p = 0,5\text{-}2,0$  МэВ [14-16]. При  $E_p > 2$  МэВ экспериментальная информация о квантовых характеристиках

возбуждённых состояний ядра  $^{27}\text{Al}$  практически отсутствует. Это область энергий возбуждения выше 10 МэВ ( $Q_{p\gamma} = 8,272$  МэВ), где может находиться М1-резонанс. Поэтому мы провели цикл измерений, связанный с идентификацией и определением положения центра тяжести, тонкой структуры и полной силы МДР в ядре  $^{27}\text{Al}$ . Для определения 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:

$$B(M1)_{if}\uparrow = \frac{86,6}{(2I_f+1)} \frac{b_{if} S_i [\text{эВ}]}{(1 + \delta_{if}^2) E_{\gamma_{if}}^3 [\text{МэВ}]} [\mu_n^2], \quad (1)$$

где  $i$  – начальное состояние (резонансное);  $f$  – конечное состояние;  $b_{if}$  – коэффициент ветвления для перехода между начальным и конечным состоянием;  $S_i$  – силы резонансных состояний;  $\delta_{if}$  – коэффициент смешивания по мультипольностям для  $\gamma$  – переходов между начальным и конечным состоянием;  $I$  – спин состояния;  $E_{\gamma_{if}}$  – энергия  $\gamma$  – перехода между начальным и конечным состоянием;  $B(M1)_{if}\uparrow$  – вероятность М1-перехода из конечного состояния в начальное состояние ( $B(M1)_{if}\uparrow = (2I_f+1)/(2I_i+1) B(M1)_{if}\downarrow$ ).

С целью наиболее надёжной идентификации резонансных состояний  $^{27}\text{Al}$  нами измерена функция возбуждения с двумя отсечками в интервале энергий протонов  $E_p = 1,8\text{-}3,0$  МэВ. В первом случае регистрировались гамма - кванты с  $E_\gamma > 3$  МэВ (рис. 1а), во втором случае с  $E_\gamma > 8,5$  МэВ (рис. 1б). На рис.1б показаны только те резонансные состояния, которые распадаются на основное, первое или второе возбуждённые состояния.

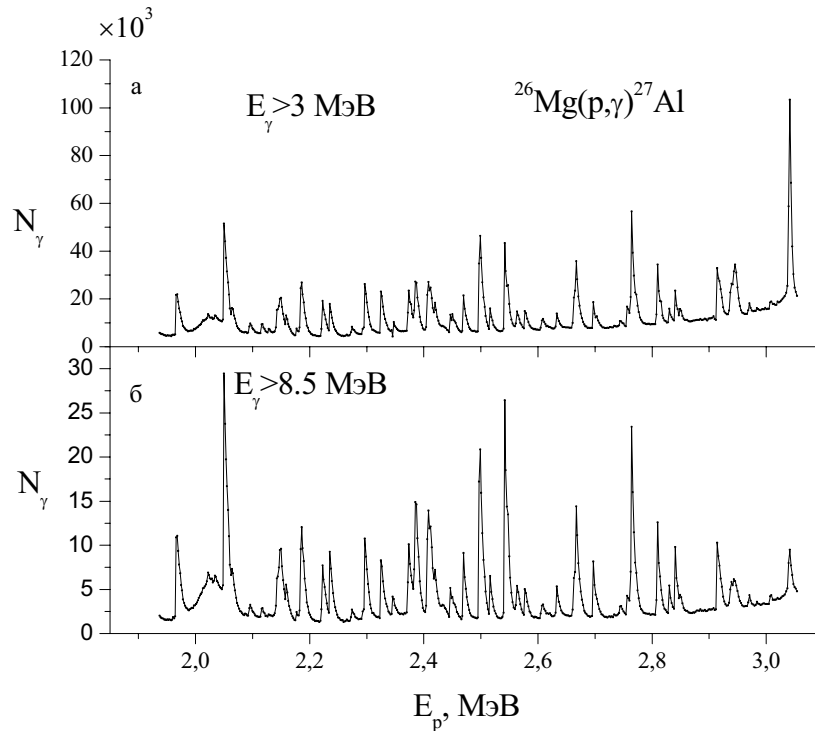


Рис.1. Функция возбуждения реакции  $^{26}\text{Mg}(p,\gamma)^{27}\text{Al}$

Сила резонансов в  $(p,\gamma)$ -реакциях определяется как [17]:

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

где  $\epsilon$  – тормозная способность мишени в единицах энергии, умноженной на  $\text{см}^2/\text{атом}$ ;  $N_\gamma$  – выход гамма - квантов данной энергии;  $\xi$  – толщина мишени в единицах энергии;  $N_p$  – число протонов, попавших на мишень;  $b$  – коэффициент ветвления;  $\eta$  – абсолютная эффективность детектора;  $W(\theta)$  – коэффициент, учитывающий эффект углового распределения. Толщину мишени  $\xi$  можно выразить через тормозную способность вещества мишени  $\epsilon$ :

$$\xi = n t_M \epsilon, \quad (3)$$

где  $n$  – число атомов на 1г вещества мишени,  $t_M$  – толщина мишени в  $\text{г}/\text{см}^2$ .

Силы впервые исследуемых резонансов удобно определять из относительных измерений. Сравнивая выход  $\gamma$ -линий в спектре исследуемого резонанса с  $\gamma$ -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 [17, 18]. Измерения во всём энергетическом диапазоне проводятся в одних и тех же экспериментальных условиях, что позволяет исключить зависимость от числа протонов, попавших на мишень, и толщины мишени:

$$\frac{S_1}{S_2} = \frac{N_{\gamma_1} E_{r_1} b_2 \eta_2}{N_{\gamma_2} E_{r_2} b_1 \eta_1}, \quad (4)$$

где  $N_{\gamma_1}$ ,  $N_{\gamma_2}$  – выход  $\gamma$  – квантов (площадь под  $\gamma$ -линией) для первого и второго резонансов соответственно;  $E_{r_1}$ ,  $E_{r_2}$  – резонансные энергии протонов в лабораторной системе;  $b_1$ ,  $b_2$  – коэффициенты ветвления изучаемых  $\gamma$  – переходов;  $\eta_1$ ,  $\eta_2$  – абсолютная эффективность детектора по отношению к  $\gamma$ -квантам, регистрируемым в первом и втором резонансах соответственно.

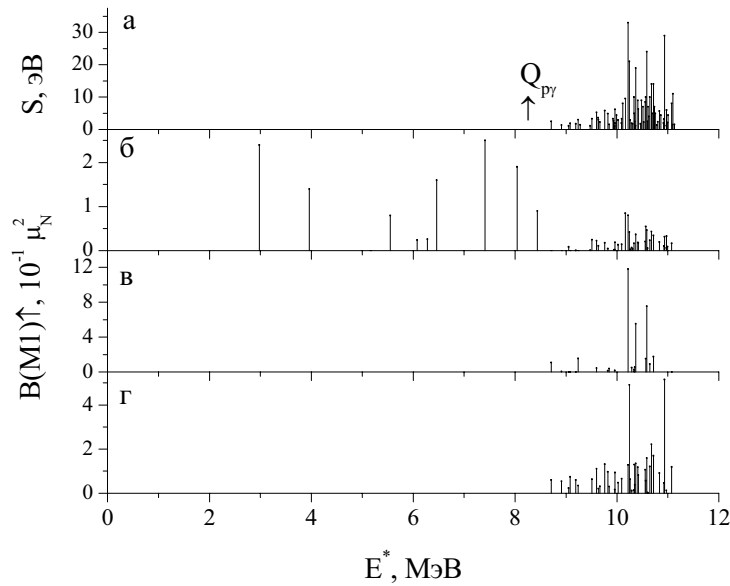
В настоящей работе силы резонансов, составляющих резонансно-подобную структуру (РПС), наблюдаемую в реакции радиационного захвата протонов  $^{26}\text{Mg}(p,\gamma)^{27}\text{Al}$  [13], были определены из сравнения интенсивностей  $\gamma$ -линий, образующихся при распаде изучаемых резонансных уровней с интенсивностью  $\gamma$ -линии с  $E_\gamma = 10165$  кэВ, соответствующей переходу с резонансного уровня при  $E_p = 1966$  кэВ (сила и схема распада которого хорошо известны [16]) на основное состояние. Результаты настоящих измерений представлены в таблице 1 ( $S_{cp}$  – среднее взвешенное) для наиболее интенсивных резонансов, распадающихся в основное состояние, первое и второе возбуждённые состояния.

Таблица 1

Силы резонансов в реакции  $^{26}\text{Mg}(p,\gamma)^{27}\text{Al}$ 

$E_p$ , кэВ	$E_i^* \rightarrow E_f^*$ , кэВ	$E_\gamma$ , кэВ	b, %	S, эВ	$S_{cp}$ , эВ	S, эВ [16]
1966	10165→0	10165	61	9,5±0,9		9,5±0,9
2234	10422→0 →1014 →2220	10422	22	10,5±1,2	9,5±0,9	6,3
		9408	47	10,9±1,1		
		8202	18	8,0±0,9		
2383	10566→0 →844 →1014	10566	45	15,1±1,5	15,3±1,5	10
		9722	32	14,8±1,5		
		9552	10	16,1±1,8		
2406	10588→0 →844 →1014 →2735	10588	16	13,2±1,4	13,2±1,4	24
		9744	67	12,9±1,5		
		9574	5	14,1±2,1		
		7853	9	12,8±2,4		
2496	10675→0 →844 →1014 →2735	10675	26	19,0±2,1	17,5±0,9	14
		9831	8	17,4±1,9		
		9661	26	17,5±1,8		
		7940	17	16,7±1,8		
2539	10716→0 →844 →1014	10716	21	18,3±1,9	16,2±1,3	14
		9872	28	15,7±1,9		
		9702	44	15,8±1,7		

В результате проведенных измерений была обнаружена РПС (рис. 2а), подобная той, которая наблюдается в ядрах  $^{35,37}\text{Cl}$ , исследованных нами ранее [19, 20]. Правда, центр тяжести (ЦТ) ( $E_0 = \sum E_k S_k / \sum S_k$ ) этой структуры, равный  $10,3 \pm 0,3$  МэВ, находится на 1 МэВ выше по энергии возбуждения, чем для  $^{35}\text{Cl}$ . Это может быть связано с тем, что наиболее интенсивные резонансы принадлежат состояниям М1-резонанса на первом возбуждённом состоянии ядра  $^{27}\text{Al}$ . А как следует из гипотезы Бринка-Акселя, такой М1-резонанс должен находиться выше по энергии возбуждения, чем М1-резонанс на основном состоянии, на величину, равную энергии возбуждённого уровня ядра  $^{27}\text{Al}$  ( $E^* = 844$  кэВ).

Рис.2. Гамма-распад резонансно-подобной структуры из реакции  $^{26}\text{Mg}(p,\gamma)^{27}\text{Al}$ :

- а) Силы резонансов;  
 б) Приведенные вероятности  $\gamma$ -переходов с основного состояния;  
 в) Приведенные вероятности  $\gamma$ -переходов с возбуждённого состояния 844 кэВ;  
 г) Приведенные вероятности  $\gamma$ -переходов с возбуждённого состояния 1014 кэВ.

Для удобства рассмотрения представлены только те резонансные состояния, для которых  $S \geq 1$  эВ.

Во всех предыдущих случаях [11, 19, 20, 21] РПС имели сложную структуру, т.е. состояли из уровней, принадлежащих как М1-резонансу основного состояния, так и М1-резонансу, «построенному» на возбуждённых состояниях. И только в одном случае ( $^{34}\text{Cl}$ ) ЦТ РПС определялся состояниями М1-резонанса на возбуждённом состоянии. Окончательный вывод о природе наблюдаемой РПС в ядре  $^{27}\text{Al}$  может быть сделан после установления всех квантовых характеристик резонансных состояний, составляющих эту РПС. Результаты измерений спектров  $\gamma$ -квантов из реакции  $^{26}\text{Mg}(p,\gamma)^{27}\text{Al}$  для наиболее интенсивных резонансов, составляющих РПС, приведены в таблице 2. Схемы распада резонансов строились на основании баланса значений энергии и интенсивности наблюдаемых  $\gamma$ -переходов с учётом всех известных данных о связанных уровнях  $^{27}\text{Al}$ .

Таблица 2

Коэффициенты ветвления  $b_\gamma(\%)$  для резонансов из резонансно-подобной структуры в реакции  $^{26}\text{Mg}(p,\gamma)^{27}\text{Al}$

Резонансные состояния		Энергии уровней, на которые распадаются резонансные состояния, МэВ							
$E_p$ , кэВ	$E^*$ , кэВ	0	0,84	1,01	2,21	2,73	2,98	3,68	3,96
2383	10566	45	32	10			1,5	1,5	
2406	10588	16	67	5		9			1
2496	10675	26	8	26	1	17	3		2
2539	10716	21	28	44					3
$E_p$ , кэВ	$E^*$ , кэВ	4,05	4,58	4,81	5,16	5,25	5,75	6,78	
2383	10566			3			4	3	
2404	10588				2				
2496	10675	2	10,5	2,5	2				
2539	10716			1		3			

Для определения мультипольности и типа  $\gamma$ -перехода необходимо знание спина и чётности резонансного состояния (спины и чётности связанных состояний, на которые распадаются резонансные состояния, хорошо известны [16]).

При измерении угловых распределений полупроводниковый детектор располагался на расстоянии 7 см от мишени. Мишень находилась в центре вращения под углом  $45^\circ$  к направлению пучка протонов. Измерения проводились под углами  $0^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $60^\circ$  и  $90^\circ$ . Поправки, учитывающие конечные размеры детектора, брались из таблиц работы [22]. Монитором служил сцинтилляционный детектор, который использовался и при измерении функции возбуждения реакции  $^{26}\text{Mg}(p,\gamma)^{27}\text{Al}$ . Результаты измерений в виде коэффициентов разложения ( $a_k$ ) по полиномам Лежандра приведены в таблице 3.

Коэффициенты  $a_k$  определены путём согласования по методу наименьших квадратов экспериментальных данных и выражения:

$$W(\theta) = A_0 [1 + a_2 P_2(\cos \theta) + a_4 P_4(\cos \theta) + a_6 P_6(\cos \theta)]. \quad (5)$$

Дальнейший анализ угловых распределений заключался в нахождении спинов резонансных состояний и коэффициентов смешивания по мультипольностям  $\gamma$ -излучения ( $\delta$ ) путём минимизации величины

$$\chi^2 = \sum_n \left[ \frac{A_0 W^{\text{theor}}(\theta_n) - W^{\text{exp}}(\theta_n)}{\Delta W^{\text{exp}}(\theta_n)} \right]^2, \quad (6)$$

где  $W^{\text{theor}}(\theta) = \sum Q_k \rho_{k0} F_k(I_1, I_2, L, \delta) P_k$  – теоретическое угловое распределение  $\gamma$ -квантов для перехода между начальным конечным состояниями со спинами  $I_1$  и  $I_2$ ,  $W^{\text{exp}}(\theta)$  и  $\Delta W^{\text{exp}}(\theta)$  – экспериментальные данные с соответствующими статистическими погрешностями,  $A_0$  – нормировочная константа,  $Q_k$  – коэффициент, учитывающий конечные размеры детектора,  $\rho_{k0}$  – элемент статистического тензора,  $n$  – число экспериментальных точек (углов). Минимизация величины  $\chi^2$  проводилась методом линеаризации с помощью программы FUMIL. Процедура подгонки для нечётных ядер отличается от таковой для чётных ядер тем, что в этом случае параметры статистического тензора вычисляются, и коэффициент смешивания по мультипольностям  $\delta$  остаётся единственным подгоночным параметром (варьируемым). Результаты анализа спектров и угловых распределений  $\gamma$ -квантов, образующихся при распаде резонансов, составляющих РПС в ядре  $^{27}\text{Al}$ , приведены в таблице 3 и таблице 4.

Таблица 3

Результаты измерений угловых распределений  $\gamma$ -квантов из реакции  $^{26}\text{Mg}(p,\gamma)^{27}\text{Al}$

$E_p$ , кэВ	$E_i^* \rightarrow E_f^*$ , кэВ	$a_2$	$a_4$	$a_6$	$\chi_{\min}^2$
2383	10556 $\rightarrow$ 0	0,02 $\pm$ 0,04	-0,06 $\pm$ 0,04	-0,08 $\pm$ 0,05	0,2
	$\rightarrow$ 844	-0,14 $\pm$ 0,04	-0,08 $\pm$ 0,04	-0,04 $\pm$ 0,05	1,3
	$\rightarrow$ 1014	0,74 $\pm$ 0,08	-0,08 $\pm$ 0,05	-0,12 $\pm$ 0,07	2,1
2406	10588 $\rightarrow$ 0	-0,28 $\pm$ 0,1	-0,23 $\pm$ 0,11	-0,02 $\pm$ 0,09	0,0001
	$\rightarrow$ 844	-0,14 $\pm$ 0,05	-0,17 $\pm$ 0,05	-0,05 $\pm$ 0,06	0,2
	$\rightarrow$ 1014	0,37 $\pm$ 0,16	0,02 $\pm$ 0,11	0,01 $\pm$ 0,17	0,1
	$\rightarrow$ 2735	0,29 $\pm$ 0,06	-0,01 $\pm$ 0,12	0,02 $\pm$ 0,15	0,5
2496	10675 $\rightarrow$ 0	0,67 $\pm$ 0,08	-0,52 $\pm$ 0,08	-0,29 $\pm$ 0,07	13,8
	$\rightarrow$ 844	-0,09 $\pm$ 0,06	-0,36 $\pm$ 0,11	-0,20 $\pm$ 0,09	14,5
	$\rightarrow$ 1014	-0,11 $\pm$ 0,06	-0,51 $\pm$ 0,08	-0,03 $\pm$ 0,08	5,1
	$\rightarrow$ 2735	0,61 $\pm$ 0,06	-0,44 $\pm$ 0,06	-0,31 $\pm$ 0,06	7,2
2539	10716 $\rightarrow$ 0	0,53 $\pm$ 0,1	-0,23 $\pm$ 0,1	0,12 $\pm$ 0,1	3,8
	$\rightarrow$ 844	-0,11 $\pm$ 0,05	-0,34 $\pm$ 0,08	0,08 $\pm$ 0,08	3,5
	$\rightarrow$ 1014	0,65 $\pm$ 0,06	-0,20 $\pm$ 0,06	0,13 $\pm$ 0,07	14,0

В таблице 4 приведено только то значение коэффициента смешивания по мультипольностям  $\delta$ , с которым было рассчитано значение приведенной вероятности магнитного дипольного  $\gamma$ -перехода  $V(M1)$ . Значение спина приписано изучаемым резонансам из анализа нескольких переходов на низко лежащие возбуждённые состояния. Значение чётности приписано на основании сравнения вероятностей электромагнитных переходов с рекомендованными верхними пределами данных величин [23].

На рис. 2 показан распад резонансно-подобной структуры. На рис. 2б, 2в, 2г для состояний, у которых известны не все квантовые характеристики, приведена оценка верхнего предела величины  $V(M1)$ . Эти значения не превышают  $0,02 \mu_n^2$  (уровень “фона” для переходов на основное состояние) и  $0,1 \mu_n^2$  (уровень “фона” для переходов на первое и второе возбуждённые состояния). Полученные распределения вероятностей магнитных дипольных  $\gamma$ -переходов позволяют сделать вывод, что резонансы, составляющие РПС, принадлежат состояниям  $M1$ -резонанса на первом возбуждённом, но не на основном состоянии ядра  $^{27}\text{Al}$ . ЦТ МДР на основном состоянии ядра  $^{27}\text{Al}$  будет определяться состояниями 2980, 6463, 7413 и 8037 кэВ соответственно [16] и в несколько раз превышает таковую для состояний из наблюдаемой в  $(p,\gamma)$ -реакции РПС. ЦТ МДР на основном состоянии равен  $6,1 \pm 0,6$  МэВ и находится в области ожидаемой для ядер с незаполненной  $d_{5/2}$ -подоболочкой.

Как видно из рис. 26, на основном состоянии, кроме низкоэнергетичного (основного) резонанса, наблюдается дополнительный резонанс, менее интенсивный, который находится в районе энергии возбуждения 10 МэВ.

Таблица 4

Результаты анализа спектров и угловых распределений  $\gamma$ -квантов, образующихся при распаде резонансов из резонансно-подобной структуры в реакции  $^{26}\text{Mg}(p,\gamma)^{27}\text{Al}$

$E_p$ , кэВ	$E_i^* \rightarrow E_f^*$ , кэВ	$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$	$\delta$	$B(M1) \uparrow, \mu_n^2$
2383	10556 $\rightarrow$ 0	$3/2^+ \rightarrow 5/2^+$	$0,01 \pm 0,05$	$0,06 \pm 0,02$
	$\rightarrow 844$	$\rightarrow 1/2^+$	$0,05 \pm 0,03$	$0,18 \pm 0,06$
	$\rightarrow 1014$	$\rightarrow 3/2^+$	$-0,08 \pm 0,09$	$0,02 \pm 0,01$
2406	10588 $\rightarrow$ 0	$3/2^+ \rightarrow 5/2^+$	$-0,48 \pm 0,18$	$0,03 \pm 0,01$
	$\rightarrow 844$	$\rightarrow 1/2^+$	$-0,2 \pm 0,3$	$0,6 \pm 0,3$
	$\rightarrow 1014$	$\rightarrow 3/2^+$	$-1,7 \pm 0,5$	$0,006 \pm 0,002$
2496	10675 $\rightarrow$ 0	$5/2^+ \rightarrow 5/2^+$	$-0,1 \pm 0,2$	$0,05 \pm 0,02$
	$\rightarrow 1014$	$\rightarrow 3/2^+$	$0,44 \pm 0,11$	$0,09 \pm 0,03$
2539	10716 $\rightarrow$ 0	$3/2^+ \rightarrow 5/2^+$	$0,1 \pm 0,8$	$0,04 \pm 0,01$
	$\rightarrow 844$	$\rightarrow 1/2^+$	$0,03 \pm 0,02$	$0,20 \pm 0,05$
	$\rightarrow 1014$	$\rightarrow 3/2^+$	$-0,7 \pm 0,9$	$0,11 \pm 0,03$

Полная сила основного резонанса в ядре  $^{27}\text{Al}$  равна  $S_{EW}^{M1} = 4,8 \pm 1,0 \text{ МэВ} \cdot \mu_n^2$ . (на рис. 3 это нижняя точка (o)). Этот резонанс, по-видимому, связан с переходом нечётной частицы из  $d_{5/2}$ -подоболочки. Если учесть полную силу более высокоэнергетичного резонанса ( $S_{EW}^{M1} = 8,4 \pm 1,5 \text{ МэВ} \cdot \mu_n^2$ ), то сумма полных сил двух резонансов в ядре  $^{27}\text{Al}$  равна  $S_{EW}^{M1} = 13,2 \pm 1,8 \text{ МэВ} \cdot \mu_n^2$  (на рис. 3 точка выше ( $\Delta$ )). Значение суммы полных сил двух резонансов соответствует поведению полной силы, следующему из правила сумм Курата [11, 24, 25], сплошная линия на рис. 3 (для чётных ядер экспериментальные данные взяты из литературы [11, 26]). Поэтому можно сделать предположение, что природа высокоэнергетичного резонанса также связана с переходами между спин-орбитальными партнёрами, а на положение центра тяжести этого резонанса влияет энергия пп(pp)-спаривания (так как в  $^{27}\text{Al}$  подоболочка  $d_{5/2}$  практически заполнена, то существует определённая вероятность разрыва пп(pp)-пары). Для  $^{23}\text{Na}$ ,  $^{37}\text{Cl}$  и  $^{39}\text{K}$  полные силы МДР определены нами ранее [27].

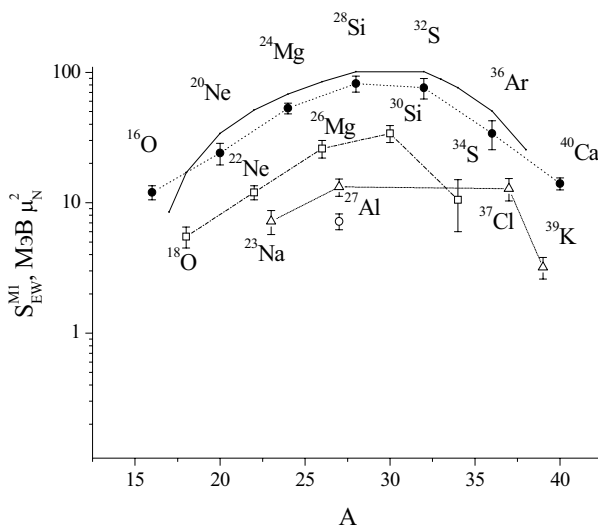


Рис.3. Зависимость полной силы МДР от A для ядер sd-оболочки. Сплошная линия — правило сумм Курата.  
 • — 4N ядра ( $^{16}\text{O}$ ,  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Si}$ ,  $^{32}\text{S}$ ,  $^{36}\text{Ar}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ );  
 □ — 4N+2n ядра ( $^{18}\text{O}$ ,  $^{22}\text{Ne}$ ,  $^{26}\text{Mg}$ ,  $^{30}\text{Si}$ ,  $^{34}\text{S}$ );  
 Δ — 2N+n ядра ( $^{23}\text{Na}$ ,  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{39}\text{K}$ ,  $^{37}\text{Cl}$ ).

### ВЫВОДЫ

В данной работе изучен гамма-распад резонансно-подобной структуры, наблюдаемой в реакции  $^{26}\text{Mg}(p,\gamma)^{27}\text{Al}$  в области энергий ускоренных протонов  $E_p = 0,8-3,0 \text{ МэВ}$ . Из анализа экспериментальных данных определены силы резонансных состояний, их спины, чётности и вероятности гамма-переходов. Идентифицирован МДР на основном, первом и втором возбужденных состояниях ядра  $^{27}\text{Al}$ . Определена полная сила МДР на основном состоянии данного ядра. Распределение вероятностей магнитных дипольных гамма-переходов на основном состоянии состоит из двух резонансов, а сумма полных сил этих резонансов

соответствует поведению полной силы, следующему из правила сумм Курата. Поэтому можно сделать вывод, что природа двух резонансов связана с переходами между спин-орбитальными партнёрами. Только низкоэнергетичный М1-резонанс, в основном, связан с переходом валентной частицы из  $d_{5/2}$ -подоболочки, а более высокоэнергетичная часть М1-резонанса связана с разрывом  $pn(pp)$ -пары.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Б.С. Ишханов, Н.П. Юдин, Р.А. Эрамжян Гигантские резонансы в атомных ядрах // ЭЧАЯ. – 2000. – Т. 32, вып. 2. – С. 313–319.
2. S. Raman, L.W. Fagg, R.S. Hicks Giant magnetic resonance In: Speth. J. Electric and magnetic giant resonances in nuclei // Singapore World. – Scientific. – 1991. – P. 355–533. (International review of nuclear physics v.7).
3. L.W. Fagg Electroextraction of nuclear magnetic dipole transitions // Rev. Mod. Phys. – 1975. – V. 47. – P. 683–689.
4. U.E.P. Berg, K.A. Acksermann, K. Bangert et al. Bound state M1 transitions in sd-shell nuclei // Phys. Lett. – 1984. – V. 140. – P. 297–322.
5. B. Castel, V.P. Singh, I.P. Johnstone Occupancy of spherical shell in the ground state of even 2s-1d shell nuclei // Nucl. Phys. – 1970. – V. A157. – P. 137–144.
6. В.Н. Ткачёв, И.Н. Бозов, С.П. Камарджиев М1-переходы в сферических ядрах // ЯФ. – 1976. – Т. 24. – С. 715–718.
7. И.Н. Борзов, В.Н. Ткачёв Гигантские мультипольные резонансы в ядрах // Изв. АН СССР. Сер. физ. – 1977. – Т. 41. – С. 1263–1270.
8. Л.А. Малов, В.Г. Соловьёв Ел–гигантские резонансы в деформированных ядрах // ЭЧАЯ. – 1980. – Т. 11. – С. 301–309.
9. А.И. Вдовин, Ф.А. Гареев, С.Н. Ершов, В.Ю. Пономарёв Влияние ядерной структуры на фактор подавления М1-резонанса в  $(p,p')$ -реакции // ЯФ. – 1987. – Т. 45. – С. 388–395.
10. Ю.В. Гапонов, Ю.С. Лютостанский Микроскопическое описание гамов-телеровского резонанса и коллективных изобарических  $1^+$ -состояний сферических ядер // ЭЧАЯ. – 1981. – Т. 12. – С. 1324–1331.
11. А.С. Качан, Б.А. Немашкало, В.Е. Сторижко М1-резонанс в ядрах sd-оболочки // ЯФ. – 1989. – Т. 49. – С. 367–375.
12. А.С. Качан, А.Н. Водин, В.М. Мищенко, Р.П. Слабоспицкий М1 – резонанс в нечётных ядрах sd – оболочки // Изв. РАН. Сер. физ. – 2001. – Т. 65, №5. – С. 676–680.
13. А.С. Качан, А.Н. Водин, В.М. Мищенко, Р.П. Слабоспицкий Поиск и изучение тонкой структуры М1 – резонанса в ядре  $^{27}\text{Al}$  // Изв. РАН. Сер. физ. – 1999. – Т. 63, №5. – С. 1032–1036.
14. J. J. A. Smit, J. P. L. Rienecke, M. A. Meyer et al The excited states of  $^{27}\text{Al}$  // Nucl. Phys. – 1982. – V. A377. – P. 15–40.
15. J. Keinonen, S. Branderburg Hydrogen burning of  $^{24,25,26}\text{Mg}$  in explosive carbon burning // Nucl. Phys. – 1980. – V. A341. – P. 345–364.
16. P. M. Endt Energy levels of  $A=21-44$  nuclei (VII) // Nucl. Phys. – 1990. – V. A521. – P. 1.
17. В.М. Пайне, D.G.V. Sargood  $(p,\gamma)$  resonance strength in s-d shell // Nucl. Phys. – 1979. – V. A331. – P. 389–397.
18. J. Keinonen, M. Riihonen and A. Anttila Absolute resonance strength in the  $^{20,21,22}\text{Ne}(p,\gamma)^{21,22,23}\text{Na}$  and  $^{21}\text{Ne}(p,p'\gamma)^{21}\text{Ne}$  reaction // Phys. Rev. – 1977. – V. C15. – P. 579–591.
19. А. С. Качан, А. Н. Водин, В. М. Мищенко, Р. П. Слабоспицкий Тонкая структура М1 – резонанса в ядре  $^{35}\text{Cl}$  // ЯФ. – 1996. – Т. 59. – С. 775–779.
20. А. С. Качан, А. Н. Водин, В. М. Мищенко, Р. П. Слабоспицкий Поиск и изучение тонкой структуры М1 – резонанса в ядрах  $^{37}\text{Cl}$  и  $^{31}\text{P}$  // Изв. РАН. Сер. физ. – 1998. – Т. 62, №1. – С. 48–55.
21. А. С. Качан, А. Н. Водин, Б. А. Немашкало, Р. П. Слабоспицкий О положении М1-резонанса в нечётно-нечётном ядре  $^{34}\text{Cl}$  // ЯФ. – 1992. – Т. 55. – С. 2321–2328.
22. D. C. Camp, A. L. Lehn Phinite solid-angle corrections for  $\text{Ge}(\text{Li})$  – detectors // Nucl. Instrum. Methods. – 1969. – V. 76. – P. 192–240.
23. P. M. Endt Energy levels of  $A = 21-44$  nuclei // At Data Nucl. Data Tables. – 1979. – V. 23. – P. 3.
24. D. Kurath Strong M1 transitions in light nuclei // Phys. Rev. – 1963. – V. 130. – P. 1525–1543.
25. L. Zamick, A. Abbas, T.R. Halemate Energy-weighted sum rules for spin operators and ground state correlations // Phys. Lett. – 1981. – V. B103. – P. 87–91.
26. U.E.P. Berg, K.A. Ackermann, K. Bangert et al Bound state M1 transition in sd – shell nuclei // Phys. Lett. – 1984. – V. B140. – P. 191–196.
27. А.С. Качан, И.В. Кургуз, И.С. Ковтуненко, В.М. Мищенко Резонансно-подобная структура наблюдаемая в реакции  $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$  // Изв. РАН. Сер. физ. – 2006. – Т. 70, №5. – С. 727–732.

#### MAGNETIC DIPOLE RESONANCE IN $^{27}\text{Al}$ NUCLEI

A.S. Kachan, I.V. Kurguz, I.S. Kovtunenکو, V.M. Mischenko, V.A. Panin

National Scientific Center “Kharkov Institute of Physics and Technology”, 1, Akademichna st., Kharkov, 61108

Gamma-decay of the resonance-like structures observed in the  $^{26}\text{Mg}(p,\gamma)^{27}\text{Al}$  reaction in the energy range  $E_p = 0,8-3,0$  MeV of accelerated protons was studied. Excitation function,  $\gamma$ -ray spectra were measured for resonances at  $E_p = 2234, 2383, 2406, 2496, 2539$  keV, which composed this resonance-like structure. The M1-resonance is identified on the ground state and excited states of  $^{27}\text{Al}$  with  $E^* = 844$  and  $1014$  keV. The total strength of the M1-resonance on the ground state is determined for given nucleus. The position and total strength of M1-resonance on the ground state is explained by taking into account pairing forces.

**KEY WORDS:**  $^{26}\text{Mg}(p,\gamma)^{27}\text{Al}$  reaction, M1 resonance, M1 transition, pairing-energy, giant resonance.