

УДК 539.163

**E1-РАСПАД ИЗОБАР-АНАЛОГОВЫХ  $1f_{7/2}$  И  $2p_{3/2}$ -СОСТОЯНИЙ В ЯДРЕ  $^{27}\text{Al}$** **А.Н. Водин<sup>1</sup>, В.Ю. Корда<sup>2</sup>, Л.П. Корда<sup>1</sup>, О.А. Лепешкина<sup>1</sup>,  
С.А. Троценко<sup>1</sup>, И.В. Ушаков<sup>1</sup>**<sup>1</sup>ННЦ «Харьковский физико-технический институт», 61108, Харьков, ул. Академическая, 1<sup>2</sup>НТЦ электрофизической обработки НАН Украины, 61002, Харьков, ул. Чернышевского, 28

Поступила в редакцию 20 февраля 2004 г.

Изучен  $\gamma$ -распад изобар-аналоговых  $1f_{7/2}$  и  $2p_{3/2}$ -резонансов в  $^{27}\text{Al}$ , наблюдающихся в реакции  $^{26}\text{Mg}(\rho\gamma)^{27}\text{Al}$  при  $E_p = 2294 (7/2^-)$ ,  $2324 (7/2^-)$  и  $2022 (3/2^-)$  кэВ. Для данных резонансов построены схемы  $\gamma$ -распада, установлены параметры смешивания по мультипольностям для первичных  $\gamma$ -переходов и определены парциальные  $\gamma$ -ширины распада  $\Gamma_{\gamma i}$ . Выявлено, что экспериментальные вероятности M1-переходов между аналоговым и антианалоговым состояниями на порядок величины меньше теоретических значений, рассчитанных по оболочечной модели с поверхностными  $\delta$ -силами. Показано, что в процессе  $\gamma$ -распада рассматриваемых аналоговых резонансов существенную роль играют поляризационные эффекты, обусловленные виртуальным возбуждением гигантского E1-резонанса.

**КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА:** реакция  $^{26}\text{Mg}(\rho\gamma)^{27}\text{Al}$ , аналоговый резонанс,  $\gamma$ -распад, вероятность E1-перехода.

Изучение радиационных E1-ширин распада аналоговых резонансов (АР) позволяет получить информацию о структуре состояний материнских ядер и степени нарушения изотопической симметрии изобар-аналоговых состояний (ИАС). Значительный прогресс [1, 2], достигнутый в модельном описании E1-ширин АР для околомагических ядер в широком интервале атомных масс с  $A > 40$ , вновь привлекает внимание к проблеме их экспериментального исследования. В связи с этим представляет особый интерес изучение и постановка этого вопроса для ядер  $1d2s$ -оболочки, где есть надежда на адекватное описание E1-ширин АР в рамках существующих теоретических представлений. Смешивание  $1d$ - и  $2s$ - конфигураций, этих двух энергетически близких подоболочек, позволяет рассматривать их как одно целое, и это обстоятельство накладывает некоторые технические трудности на расчеты в  $1d2s$ -оболочке. Однако более существенной причиной, сдерживающей дальнейшее развитие модельного представления для E1-распада ИАС в этой области ядер, обусловлено не столько трудностями принципиального характера, сколько недостатком экспериментальных данных о E1-ширинах распада высоковозбужденных состояний ядер, имеющим изоспин  $T_> = T_0 + 1/2$  ( $T_0$  - изоспин остова ядра) [3].

В настоящей работе проведено исследование изовекторных E1-переходов как одного из каналов  $\gamma$ -распада АР в легких ядрах с  $20 < A < 40$ . В частности, изучен E1-распад изобар-аналоговых  $1f_{7/2}$  и  $p_{3/2}$ -состояний в  $^{27}\text{Al}$ , наблюдающихся в реакции  $^{26}\text{Mg}(\rho\gamma)^{27}\text{Al}$ . В связи с этим изучена функция возбуждения реакции в окрестности резонансов при  $E_p = 2294 (7/2^-)$ ,  $2324 (7/2^-)$  и  $2022 (3/2^-)$  кэВ, определены их радиационные ширины  $\Gamma_{\gamma}$ , построены схемы  $\gamma$ -распада и измерены угловые распределения  $\gamma$ -лучей. В итоге были получены экспериментальные распределения приведенных вероятностей одночастичных  $\gamma$ -переходов, которые впоследствии сравнивались нами с результатами микроскопических расчетов [1, 4].

**ТЕХНИКА И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА**

Эксперименты были проведены на 4 МэВ-ом электростатическом ускорителе протонов Ван де Граафа Лабораии ядерной спектроскопии ННЦ ХФТИ. Ускоренные протоны с энергетическим разбросом 400 эВ отклонялись на  $90^\circ$  через анализирующий магнит и после прохождения системы юстировочных диафрагм бомбардировали мишень, установленную под углом  $45^\circ$  в камере рассеяния, которая являлась одновременно и цилиндром Фарадея. Ток протонов на мишени составлял 15 мкА и из-за большой плотности энерговыделения она охлаждалась потоком воды с высокой турбулентностью ( $Re \approx 1000$ ). В опытах использована изотопная мишень  $^{26}\text{Mg}$ , приготовленная методом «вбивания» ионов  $^{26}\text{Mg}^+$ , в танталовую подложку непосредственно в электромагнитном сепараторе [5]. Толщина мишени составляла 5 кэВ для  $^{26}\text{Mg}$  при энергии протонов  $E_p = 2,0$  МэВ.

Спектры  $\gamma$ -распада были зарегистрированы Ge(Li)-детектором объемом  $63 \text{ см}^3$  и энергетическим разрешением 3,0 кэВ для  $\gamma$ -линий  $^{60}\text{Co}$ . Абсолютная калибровка спектрометра по эффективности проведена с помощью стандартного набора монохроматических источников ОСГИ-II и по выходам  $\gamma$ -линий из реакции  $^{27}\text{Al}(\rho\gamma)^{28}\text{Si}$  при  $E_p = 991,86 \pm 0,03$  кэВ. Для того, чтобы ослабить низкоэнергетический фон  $\gamma$ -излучения из подложки, Ge(Li)-детектор помещался в специальный цилиндр, выполненный из свинца и меди.

Интенсивности  $\gamma$ -лучей, возникающих при распаде резонансных состояний ядра  $^{27}\text{Al}$ , измерены под углами  $\theta_{\text{лаб}} = 0, 30, 45, 60$  и  $90^\circ$  относительно направления пучка налетающих протонов. В качестве монитора  $\gamma$ -излучения использован интегратор тока и, дополнительно, спектрометр на базе кристалла NaJ(Tl) с размерами  $\varnothing 150 \times 100 \text{ мм}^2$ . Этот же детектор был использован для измерения функции возбуждения реакции  $^{26}\text{Mg}(\rho\gamma)^{27}\text{Al}$ . Опыты проведены на стандартном спектрометрическом оборудовании, работающим в «линию» с ЭВМ типа IBM PC/AT 486.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Поскольку функция возбуждения реакции  $^{26}\text{Mg}(p\gamma)^{27}\text{Al}$  измерена с высоким разрешением [6], то мы ограничились её изучением в окрестности изобар-аналоговых  $1f_{7/2}$  и  $2p_{3/2}$ -резонансов при  $E_p = 2294$  ( $7/2^-$ ),  $2324$  ( $7/2^-$ ) и  $2022$  ( $3/2^-$ ) кэВ. Техника измерения функции возбуждения достаточно подробно описана в нашей работе [7].

Радиационная ширина  $\Gamma_\gamma$  резонансного уровня вычислялась на основании данных о силе резонанса  $S$ , которая аппроксимировалась выражением [8]:

$$S \equiv (2J+1) \frac{\Gamma_p \Gamma_\gamma}{\Gamma} = (2I+1) \frac{1}{(\pi\lambda)^2} \frac{M}{m_p + M} \frac{\varepsilon N_\gamma}{b f E W(\theta)} \frac{e}{Q}, \quad (1)$$

где  $J$  - спин резонансного состояния,  $\Gamma_p$  и  $\Gamma_\gamma$  - протонная и радиационная ширины резонанса,  $\Gamma$  - полная ширина резонанса,  $I$  - спин ядра мишени,  $\lambda$  - длина волны падающего протона,  $M$  - массовое число мишени,  $m_p$  - масса протона,  $\varepsilon$  - тормозные потери в мишени ( $\text{эВ}\cdot\text{см}^2\cdot\text{атом}^{-1}$ ),  $N_\gamma$  - выход  $\gamma$ -квантов,  $b$  - коэффициент ветвления,  $f$  - число ядер мишени-атом $^{-1}$ ,  $E$  - абсолютная эффективность детектора,  $W(\theta)$  - угловое распределение  $\gamma$ -квантов (см. ниже),  $e$  - заряд электрона,  $Q$  - заряд интегратора. Для того чтобы избежать ошибок, связанных с анизотропией углового распределения  $\gamma$ -квантов, измерения спектров  $\gamma$ -распада резонансов были проведены под углом  $\theta_{\text{лаб}} = 55^\circ$ , при котором  $W(\theta) \approx 1$ . Сила исследуемого резонанса  $S_i$  определена через значение силы калибровочного резонанса  $S_k$  при  $E_p = 1966$  кэВ [6], которая равна  $9,5 \pm 0,5$  эВ. Для случая  $Q_k = Q_i$  величины  $S_i$  и  $S_k$  связаны относительно простым выражением:

$$S_i = S_k \frac{\lambda_k^2 \varepsilon_i N_\gamma^i b_k E_k}{\lambda_i^2 \varepsilon_k N_\gamma^k b_i E_i}, \quad (2)$$

где индекс “ $k$ ” соответствует калибровочному, а “ $i$ ” – исследуемому резонансу. Полученные таким образом значения  $S$  для исследуемых резонансов представлены в табл. 1, в которой приведены также соответствующие значения  $\Gamma_\gamma$ , вычисленные с учетом данных по упругому рассеянию протонов ядрами  $^{26}\text{Mg}$  [6].

Таблица 1. Спектроскопические данные о резонансных уровнях ядра  $^{27}\text{Al}$ 

$E_p$ , кэВ	$E_i^*$ МэВ	$S$ , эВ	$\Gamma_\gamma$ , эВ	$E_f^*$ (МэВ), $J_f^\pi$ ; $b$ (%)														
				0 $5/2^+$	0,84 $1/2^+$	1,01 $3/2^+$	2,21 $7/2^+$	2,74 $5/2^+$	2,98 $3/2^+$	3,00 $9/2^+$	3,68 $1/2^+$	4,81 $5/2^+$	5,16 $3/2^-$	5,25 $5/2^+$	5,83 $3/2^-$	6,16 $3/2^-$	6,48 $7/2^-$	6,61 $3/2^-$
2022	10,218	33,0(4)	8,3(26)	17	65	4			5		4		1		1	1		2
2294	10,480	9,0(14)	1,13(21)	54			9							3				34
2324	10,509	7,0(11)	0,88(13)	35			15	10		10		5						25

Измерены  $\gamma$ -спектры распада резонансов указанных в табл. 1. Схемы распада резонансов были построены на основании баланса энергий и интенсивностей для наблюдаемых  $\gamma$ -переходов с учетом всех известных данных об уровнях  $^{27}\text{Al}$ . Известно несколько вариантов схем  $\gamma$ -распада исследуемых резонансов (см. ссылки в [9]), но наиболее подробные сведения о коэффициентах ветвления  $b$  получены в [10]. Наши данные подтверждают результаты авторов [10] и позволяют дополнительно выявить слабые  $\gamma$ -переходы на уровни с  $E^* = 5,156$  ( $3/2^-$ ) и, возможно,  $5,827$  ( $3/2^-$ ) МэВ (в каскаде  $\gamma \rightarrow 5,827 \rightarrow 1,014$  МэВ нижний  $\gamma$ -переход однозначно не установлен) для резонанса при  $E_p = 2022$  кэВ. Верхний предел интенсивности для этих переходов  $I_\gamma < 1\%$ . Значения  $b$  для всех трех резонансов приведены в табл. 1.

Для определения квантовых характеристик резонансов при  $E_p = 2022$ ,  $2294$  и  $2324$  кэВ были проведены измерения угловых распределений  $\gamma$ -лучей, возникающих при их распаде. Функция угловой корреляции  $W(\theta)$  была найдена в виде разложения по четным полиномам Лежандра:

$$W(\theta) = 1 + a_2 P_2(\cos\theta) + a_4 P_4(\cos\theta), \quad (3)$$

где коэффициенты  $a_2$  и  $a_4$  зависят от спина начального и конечного состояний и параметра смешивания по мультипольностям  $\delta$ . Найденные по методу наименьших квадратов коэффициенты  $a_2$  и  $a_4$  были сопоставлены с их теоретическими значениями для различных гипотез о спине  $J$  резонансного уровня и соответствующем ему значении

ем  $\delta$  с помощью критерия  $\chi^2$ . Полученные данные по угловому распределению  $\gamma$ -лучей позволяют однозначно установить спины и четности исследуемых резонансов:

*Резонанс при  $E_p = 2022$  кэВ;  $J^\pi = 3/2^-$ .* Этот вывод сделан на основании анализа прямых  $\gamma$ -переходов на уровни с  $E^* = 0,844$  ( $1/2^+$ ) и  $3,680$  ( $1/2^+$ ) МэВ, которые оказались очень чувствительны к спину резонанса. Четность состояния отрицательна, так как в противном случае следует предположить для перехода  $\gamma \rightarrow 0,844$  МэВ значение  $B(M1)$ , равное  $0,15$  ед. Вайск., что значительно превосходит рекомендованный верхний предел, равный  $0,05$  ед. Вайск. [6].

*Резонанс при  $E_p = 2294$  кэВ;  $J^\pi = 7/2^-$ .* Данные значения однозначно следуют из анализа углового распределения  $\gamma$ -перехода на уровень с  $E^* = 6,477$  ( $7/2^-$ ) МэВ.

*Резонанс при  $E_p = 2324$  кэВ;  $J^\pi = 7/2^-$ .* Этот вывод однозначно следует из анализа углового распределения  $\gamma$ -перехода на уровень с  $E^* = 6,477$  ( $7/2^-$ ) МэВ.

Результаты анализа угловых распределений  $\gamma$ -лучей представлены в табл. 2.

Таблица 2. Коэффициенты  $a_2$  и  $a_4$  в функции угловой корреляции и параметры  $\delta$

$E_i^* \rightarrow E_f^*$ , МэВ	$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	$a_2(\Delta a_2)$	$a_4(\Delta a_4)$	$\delta(\Delta\delta)$
10,221 $\rightarrow$ 0	$3/2^- \rightarrow 5/2^+$	-0,02(3)	-0,08(3)	0,08(2) или 4(1)
$\rightarrow$ 0,844	$\rightarrow 1/2^+$	-0,43(5)	-0,01(5)	-1,0(3) или -4(1)
$\rightarrow$ 1,014	$\rightarrow 3/2^+$	-0,58(21)	0,00(15)	-0,7(3)
$\rightarrow$ 2,982	$\rightarrow 3/2^+$	0,24(14)	-0,03(15)	0,07(5) или 2(2)
$\rightarrow$ 3,680	$\rightarrow 1/2^+$	-0,41(36)	0,04(34)	0,3(2) или 1(1)
$\rightarrow$ 6,605	$\rightarrow 3/2^-$	-0,41(32)	-0,01(26)	0,14(10)
10,480 $\rightarrow$ 0	$7/2^- \rightarrow 5/2^+$	-0,37(1)	-0,03(1)	0,03(1)
$\rightarrow$ 2,211	$\rightarrow 7/2^+$	0,42(3)	0,02(3)	-0,07(6)
$\rightarrow$ 6,477	$\rightarrow 7/2^-$	0,45(4)	-0,02(5)	0,01(3)
10,509 $\rightarrow$ 0	$7/2^- \rightarrow 5/2^+$	-0,25(1)	0,01(1)	-0,04(1)
$\rightarrow$ 2,211	$\rightarrow 7/2^+$	0,47(3)	0,02(3)	0,04(2)
$\rightarrow$ 2,735	$\rightarrow 5/2^+$	-0,29(1)	-0,01(1)	-0,02(2)
$\rightarrow$ 3,004	$\rightarrow 9/2^+$	-0,20(3)	-0,01(4)	0,01(2)
$\rightarrow$ 6,477	$\rightarrow 7/2^-$	0,41(4)	0,02(2)	-0,02(3)

## ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

### ***M1*-переход аналог $\rightarrow$ антианалог**

Анализ экспериментальных данных показал, что наблюдается изоспиновое расщепление рассматриваемых  $1f_{7/2}$  и  $2p_{3/2}$ -одночастичных уровней на компоненты с  $T_> = T_0 + 1/2$  и  $T_< = T_0 - 1/2$ , которое вызвано взаимодействием вида  $\frac{V_1}{A} \mathbf{t} \cdot \mathbf{T}_0$  [11], где  $V_1 \approx 100$  МэВ,  $A$  - массовое число, а  $t$  и  $T_0$  - изоспины частицы и остова. Энергетическое положение  $T_<$ -уровня (антианалоговое состояние (ААС)) приближенно выражается следующим выражением:

$$E_{AC} - E_{AAC} = \frac{V_1}{A} (T_0 + 1/2). \quad (4)$$

Приведенная вероятность  $B(M1)$   $\gamma$ -переходов  $AC \rightarrow AAC$  определяется только одночастичной компонентой  $AP$ . В случае оболочечной модели с остаточным взаимодействием типа поверхностных  $\delta$ -сил величина  $B(M1)$  для различных спин-изоспиновых дублетов имеет вид [4]:

$$B(M1) = \frac{9}{8\pi} (2T_i + 1) \langle T_i M_T 10 | T_f M_T \rangle^2 j(j+1) \left\{ \begin{matrix} 1/2 & 1/2 & 1 \\ T_f & T_i & T_0 \end{matrix} \right\}^2 (g_p - g_n)^2. \quad (5)$$

Здесь  $g_p$  - и  $g_n$  -гиромангнитные отношения для протона и нейтрона соответственно. Значение  $B(M1)$  будет различно для переходов типа  $j_> = l + 1/2 \rightarrow j_< = l + 1/2$  и  $j_> = l - 1/2 \rightarrow j_< = l - 1/2$ . В первом случае орбитальный и спиновый магнитные моменты протона и спиновый магнитный момент нейтрона складываются так, что получается максимальное значение  $B(M1)$ . Во втором случае эта величина имеет минимальное значение.

Аналоговый  $2p_{3/2}$ -резонанс в  $^{27}\text{Al}$  идентифицирован в реакции  $^{26}\text{Mg}(p,p)^{26}\text{Mg}$  при  $E_p = 2022$  кэВ [12]. Антианалоговым состоянием является уровень  $E^* = 6,605$  МэВ.  $M1$ -переход типа  $(2p_{3/2}, T_> = 3/2) \rightarrow (2p_{3/2}, T_< = 1/2)$  заторможен по сравнению с одночастичной (4) оценкой более чем в 5 раз; суммарная приведенная вероятность  $\gamma$ -переходов на уровни  $J^\pi = 3/2^-$  равна  $B(M1) = 0,56(18) \mu^2_{\text{я}}$ . С учетом поправки на спектроскопический фактор [9] материнского состояния 3,560 МэВ в ядре  $^{27}\text{Mg}$  согласие между экспериментальным и теоретическим значениями  $B(M1)$  несколько улучшается. Однако следует учесть, что мы приводим завышенное значение величины  $B(M1)$ , поскольку неизвестно отношение амплитуд  $M1$  и  $E2$  в рассматриваемых  $\gamma$ -переходах, за исключением перехода  $\gamma \rightarrow 6,605$  МэВ. Наблюдаемое расхождение с одночастичными расчетами, по всей видимости, связано с влиянием деформации ядра  $^{27}\text{Al}$ . В пользу такого предположения говорит тот факт, что при  $\gamma$ -распаде АС наиболее интенсивно заселяются уровни с  $E^* = 0$  ( $5/2^+$ ) и  $0,844$  ( $1/2^+$ ) МэВ, которые являются первыми членами вращательных полос с  $K^\pi = 5/2^+$  и  $K^\pi = 1/2^+$ , основанных соответственно на пятой [202 5/2] и девятой [211 1/2] орбитах схемы Нильссона [13, с. 196-198].

Дублет резонансов при  $E_p = 2294$  и  $2324$  кэВ идентифицирован в реакции  $^{26}\text{Mg}(p\gamma)^{27}\text{Al}$  как аналоговый  $1f_{7/2}$ -резонанс [14]. Антианалоговым состоянием является уровень  $E^* = 6,477$  МэВ, на который приходится основная доля (48 % [9]) конфигурации  $1f_{7/2}$  с  $T_< = 1/2$  в  $^{27}\text{Al}$ . Приведенная вероятность  $\gamma$ -перехода  $\gamma \rightarrow 6,477$  МэВ, согласно нашим данным, равна  $B(M1) = 0,80(20) \mu^2_{\text{я}}$ . Таким образом,  $M1$ -переход типа АС  $\rightarrow$  ААС замедлен по сравнению с одночастичной оценкой (4) в 5 раз. Столь сильное отличие экспериментального и расчетного значений  $B(M1)$  было объяснено в работе [15], в которой использовалась обобщенная модель, учитывающая различные деформации ядра  $^{27}\text{Al}$  в начальном и конечном состояниях.

### E1-распад аналоговых $1f_{7/2}$ и $2p_{3/2}$ -резонансов в ядре $^{27}\text{Al}$

Особенностью распада аналоговых  $1f_{7/2}$  и  $2p_{3/2}$ -резонансов являются интенсивные  $E1$ -переходы на низколежащие уровни ядра  $^{27}\text{Al}$ . Наблюдаемые  $E1$ -ширины АС приведены в табл. 3.

Таблица 3.  $E1$ -радиационные ширины распада АС в ядре  $^{27}\text{Al}$

$E_i^* \rightarrow E_f^*$ , МэВ	$(lj)_i \rightarrow (lj)_f$	$S_i^6$	$S_f$	$\Gamma_\gamma$ , $10^2 \cdot \text{эВ}$	$B(E1)$ , $10^2 \cdot e^2 \cdot \text{фм}^2$
10,218 $\rightarrow$ 0	$p_{3/2} \rightarrow d_{5/2}$	0,40	0,48	149(30)	1,33(40)
$\rightarrow$ 0,844	$\rightarrow s_{1/2}$		0,58	561(112)	3,2(0,7)
$\rightarrow$ 1,014	$\rightarrow d_{3/2}$		0,09	25(5)	0,21(4)
$\rightarrow$ 2,982	$\rightarrow d_{3/2}$		0,68	41(8)	1,03(21)
$\rightarrow$ 3,680	$\rightarrow s_{1/2}$		0,06	25(8)	0,85(25)
10,495 <sup>a</sup> $\rightarrow$ 0	$f_{7/2} \rightarrow d_{5/2}$	0,56	0,47	86(26)	0,71(21)
$\rightarrow$ 2,211	$\rightarrow g_{7/2}$		-	16(5)	0,27(8)
$\rightarrow$ 2,735	$\rightarrow d_{5/2}$		-	14(4)	0,28(8)
$\rightarrow$ 3,004	$\rightarrow g_{9/2}$		-	7	0,16
$\rightarrow$ 4,812	$\rightarrow d_{5/2}$		-	7	0,36

Примечание: <sup>a</sup>-приведено средневзвешенное значение  $E^*$ ; <sup>b</sup>-значения спектроскопических факторов  $S_i$  и  $S_f$  взяты из [6]

Анализ полученных экспериментальных данных по  $E1$ -переходам с  $\Delta T = 1$  в  $^{27}\text{Al}$  позволяет сформулировать некоторые общие выводы.

1. Наблюдается систематическое отличие от единицы экспериментальных значений эффективного заряда [1]. Это свидетельствует о существенной роли поляризационных эффектов, обусловленных виртуальным возбуждением  $T_>$ - и  $T_<$ -компонентов электрического дипольного гигантского резонанса в процессе  $E1$ -радиационного распада ИАС в ядре  $^{27}\text{Al}$ .
2. Не обнаружена заметная корреляция между значениями величин  $\Gamma_\gamma(E1)$  и значениями спектроскопических факторов ИАС. В то же время абсолютное значение  $\Gamma_\gamma(E1)$  существенно зависит от занимаемой непарным

нуклоном орбиты. Наиболее интенсивными оказались  $E1$ -переходы, наблюдающиеся при распаде АР с  $J^\pi = 3/2^-$ .

3. Установлено, что одночастичные  $E1$ -переходы с переворотом спина ( $j = l \pm 1/2 \rightarrow j = l \mp 1/2$ ) оказались слабее переходов, сохраняющих относительную ориентацию спина и орбитального момента ( $j = l \pm 1/2 \rightarrow j = l \pm 1/2$ ). Это правило отбора справедливо для всей области нечетных ядер с  $20 < A < 40$  [3].

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение отметим, что исследование  $E1$ -радиационного распада ИАС представляется в настоящее время интересным со следующих точек зрения. Во-первых, для спектроскопических исследований. Особое значение имеет уточнение экспериментальных данных о величинах  $\Gamma_\gamma(E1)$  и параметрах смешивания  $\delta(E1/M2)$ . Это позволит более корректно выяснить основные особенности  $E1$ -радиационного распада ИАС в легких ядрах. Во-вторых, для получения информации о структуре состояний материнских ядер и степени нарушения изотопической симметрии ИАС. В-третьих, для получения информации о  $\beta$ -распаде первого порядка запрещения, основываясь на сходстве матричных элементов  $\int \mathbf{ir}^\beta$  и  $\langle j_f | \mathfrak{M}(E1) | j_i \rangle$  [16]. Определение индивидуальных матричных элементов в  $\beta$ -распаде первого порядка запрещения является актуальной задачей для экспериментальных исследований.

Из вышесказанного следует, что нужны более широкие исследования  $E1$ -радиационного распада ИАС в ядрах  $2s1d$ -оболочки, чтобы получить экспериментальный материал, достаточный для надежных количественных выводов.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Guba V.G., Rumyantsev O.A., Urin M.G. // Nucl. Phys. A. -1988. -V. 487. -P. 319-332.
- Сафонов И. В., Урин М. Г. // Известия РАН. Сер. физ. -2003. -Т. 67. -№ 1. -С. 45-49.
- Водин А.Н., Качан А.С. // Известия РАН. Сер. физ. -1998. -Т. 62. -№ 5. -С. 970-974.
- Maripuu S. // Nucl. Phys. A. - 1969. - V. 123. - P. 357-364.
- Гусева М. И. // ПТЭ. - 1957. - Т. 5. - С. 112-116.
- Endt P. M. // Nucl. Phys. A. - 1990. - V. 521. - P. 1-830.
- Водин А.Н. и др. // Известия РАН. Сер. физ. - 2004. - Т. 68. - № 2. - С. 189-195.
- Водин А.Н., Качан А.С., Мищенко В.М. // Изв. РАН. Сер. физ. -2002. -Т. 66. -№ 1. -С. 40-47.
- Endt P. M. and Van der Leun C. // Nucl. Phys. A. - 1978. - V. 310. - P. 1-780.
- Smit J.J.A. et al. // Nucl. Phys. A. -1982. -V. 377. -P. 15-40.
- Lane A. M. // Nucl. Phys. -1962. -V. 35. -P. 676-685.
- Westerfeldt C. R. et al. // Nucl. Phys. A. -1978. -V. 303. -P. 111-120.
- Бор О., Мотгельсон Б. Структура атомного ядра. - М.: Мир. -1977. -Т. 2. -664 С.
- Van der Leun C. and Endt P. M. // Physica. -1963. -V. 23. -P. 990-1005.
- Копанец Е. Г., Инопин Е. В. и др. // Известия АН СССР. Сер. физ. -1977. -Т. 1. -С. 88-90.
- Fujita J. // Phys. Lett. B. -1967. -V. 24. -P. 123-126.

### $E1$ DECAY OF ISOBAR ANALOG $1f_{7/2}$ AND $2p_{3/2}$ STATES IN $^{27}\text{Al}$ NUCLEUS

A.N. Vodin<sup>1</sup>, V.Yu. Korda<sup>2</sup>, L.P. Korda<sup>1</sup>, O.A. Lepyoshkina<sup>1</sup>, S.A. Trotsenko<sup>1</sup>, I.V. Ushakov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*NSC "Kharkov Institute of Physics and Technology", 1, Akademichna st., Kharkiv, 61108*

e-mail: vodin@kipt.kharkov.ua

<sup>2</sup>*STC of Electrophysics, National Academy of Sciences of Ukraine, 28, Chernyshevsky st., Kharkiv, 61002*

The  $\gamma$ -decay of  $1f_{7/2}$  and  $2p_{3/2}$  analogue resonances observed in the  $^{26}\text{Mg}(\text{p}\gamma)^{27}\text{Al}$  reaction are studied at  $E_p = 2294$  ( $7/2^-$ ),  $2324$  ( $7/2^-$ ) and  $2022$  ( $3/2^-$ ) keV. The decay schemes of the given resonances were constructed, mixing ratios  $\delta$  were found for primary  $\gamma$ -transitions and their partial  $\gamma$ -widths  $\Gamma_{\gamma_i}$  were determined. The rates of analogue-antianalogue  $M1$  transitions are found to be slow in comparison with estimations on the shell model with surface  $\delta$ -forces. It is shown that polarization effects connected with virtual excitation of the giant  $E1$  resonance take part in the  $\gamma$  decay of the analogue resonances.

**KEY WORDS:**  $^{26}\text{Mg}(\text{p}\gamma)^{27}\text{Al}$  reaction, analogue resonance,  $\gamma$ -decay, probability of  $E1$  transition.