

# ІЗОВЕКТОРНІ ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ ПЕРЕХОДИ В ЯДРІ $^{27}\text{Al}$

О.М.Водін, Л.П.Корда, І.В.Ушаков

ІНЦ "Харківський фізико-технічний інститут" НАН України,  
вул. Академічна, 1, Харків, 61108  
e-mail: ushakov@kipt.kharkov.ua

Представлено результати досліджень  $\gamma$ -розпаду аналогових резонансів у  $^{27}\text{Al}$ , які спостерігаються в реакції  $^{26}\text{Mg}(p,\gamma)^{27}\text{Al}$  при  $E_p = 1966, 2022, 2294, 2324, 2383$  та  $2406$  кеВ. Проведено порівняння інтенсивностей одночастинкових ізовекторних  $M1$ -переходів аналог-антианалог з розрахунками за допомогою моделі оболонки з поверхневими  $\delta$ -силами. Ідентифіковано два типи радіаційних  $E1$ -переходів з  $\Delta T = 1$ .

## Вступ

Дана робота є продовженням наших досліджень  $\gamma$ -розпаду аналогових станів (АС) у непарних ядрах  $1d2s$ -оболонки [1, 2]. Інтерес до ядра  $^{27}\text{Al}$  обумовлений тим, що, по-перше, це ядро знаходиться в області масового числа  $A \sim 25$ , де проявляються властивості колективного руху нуклонів в ядрах. До теперішнього часу достовірно встановлено, що у спектрі ядра  $^{27}\text{Al}$  спостерігаються чітко виражені обертальні смуги [3]. У зв'язку з цим виникає ряд питань, пов'язаних із впливом колективного обертання нуклонів у  $^{27}\text{Al}$  на рух окремого нуклона. По-друге, характеристики рівнів (енергетичні відстані між ними, спіни, парності та спектроскопічні чинники) з ізоспіном  $T = 3/2$  відомі в основному з реакцій з передачею одного нуклона [4] та пружного розсіювання протонів ядрами  $^{26}\text{Mg}$  [5].

У проведених експериментах досліджено радіаційний канал розпаду АС в ядрі  $^{27}\text{Al}$ , які спостерігаються як резонанси у реакції  $^{26}\text{Mg}(p,\gamma)^{27}\text{Al}$  при  $E_p = 1966, 2022, 2294, 2324, 2383$  та  $2406$  кеВ. У зв'язку з цим вивчено функцію збудження реакції у відповідній області енергії, побудовано схеми  $\gamma$ -розпаду вказаних резонансів та виміряно кутові розподіли  $\gamma$ -променів. У підсумку було отримано роз-

поділ парціальних радіаційних ширин  $\Gamma_\gamma$  розпаду АС, які згодом порівнювались з висновками багаточастинкової моделі оболонки з поверхневими  $\delta$ -силами [6].

## Методика експерименту

Дослідження виконано на електростатичному прискорювачі протонів ЕСП-4 ІНЦ ХФТІ. Прискорені протони з енергетичним розкидом  $400$  еВ відхилялися на  $90^\circ$  через аналізуючий магніт і після проходження системи юстуючих діафрагм бомбардували мішень, встановлену під кутом  $45^\circ$  в камері розсіювання, яка була одночасно й циліндром Фарадея. Струм протонів на мішені становив  $15$  мкА, і через велику щільність енерговиділення мішень охолоджувалась потоком води з високою турбулентністю. У експериментах застосовувалась ізотопна мішень  $^{26}\text{Mg}$ , виготовлена методом "вбивання" іонів  $^{26}\text{Mg}^+$  у танталову підкладку безпосередньо в електромагнітному сепараторі [7]. Товщина мішені становила  $\sim 4$  кеВ при енергії протонів  $E_p = 2,0$  МеВ. Наявність у підкладці  $^{19}\text{F}$  не мала помітного впливу на результати експерименту.

Гамма-спектри реєструвалися Ge(Li)-детектором об'ємом  $63$  см<sup>3</sup> і з енергетичним розділенням  $3,0$  кеВ для  $\gamma$ -ліній  $^{60}\text{Co}$ .

Абсолютне калібрування спектрометра за ефективністю проводилося за допомогою стандартного набору монохроматичних джерел ОСГД-II і за виходами  $\gamma$ -ліній з реакції  $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$  при  $E_p = 991,86(3)$  кеВ. Для того, щоб послабити низькоенергетичний фон  $\gamma$ -випромінювання з підкладки Ge(Li)-детектор розміщувався у спеціальному захисті, зробленому з Рb та Cu.

Кутові розподіли  $\gamma$ -променів, які виникають при розпаді резонансних станів ядра  $^{27}\text{Al}$ , вимірювалися під кутами  $\theta_{\text{лаб}} = 0, 30, 45, 60$  і  $90^\circ$  відносно напрямку пучка протонів. Для моніторингу  $\gamma$ -випромінювання застосовувався інтегратор струму і додатково спектрометр на базі кристала NaI(Tl) розмірами  $\varnothing 150 \times 100$  мм<sup>2</sup>. Цей же детектор застосовувався для вимірювання функції збудження в реакції  $^{26}\text{Mg}(p,\gamma)^{27}\text{Al}$ . Досліди проводилися на спектрометричному обладнанні, виконаному в стандарті “КАМАК”, з'єднаному з комп'ютером.

### Обговорення результатів

Виміряну функцію збудження реакції  $^{26}\text{Mg}(p,\gamma)^{27}\text{Al}$  в області енергії протонів  $E_p = 1840 \div 2100, 2294, 2324$  та  $2360 \div 2460$  кеВ показано на рис. 1. Досліди проведені з різними порогами дискримінації для

енергії  $\gamma$ -квантів ( $E_\gamma > 2,61$  та  $E_\gamma > 6,13$  МеВ), які реєструвалися кристалом NaI(Tl) під кутом  $\theta_{\text{лаб}} = 55^\circ$  відносно напрямку пучка протонів. Вимірювання проводилися з кроком  $\Delta E_p = 0,8$  кеВ. У досліджуваній області енергії встановлено положення 16 резонансів, ідентифікованих як збуджені стани ядра  $^{27}\text{Al}$ . При цьому  $Q$  реакції бралася рівним  $8271,88(28)$  кеВ згідно з [8]. Отримані нами результати добре узгоджуються з даними, поданими в огляді [9]. Однак слід відзначити, що резонанси при  $E_p = 2049$  та  $2375$  кеВ, які спостерігаються в реакції пружного розсіювання протонів на ядрі  $^{26}\text{Mg}$  [5] з великим перерізом ( $\Gamma_p = 70$  та  $30$  кеВ відповідно), не збуджуються з помітною силою в реакції  $(p,\gamma)$ . Експериментальна ширина  $\Gamma_{\text{експ}}$  резонансів при  $E_p = 2022$  та  $2431$  кеВ дорівнює відповідно  $43(3)$  та  $10(1)$  кеВ, у той час як для більшості з вказаних на рис. 1 резонансних піків вона становить величину  $\approx 7$  кеВ та обумовлена скінченною товщиною мішені та енергетичним розкидом протонів у пучку.

Для визначення абсолютного виходу  $\gamma$ -квантів з реакції  $^{26}\text{Mg}(p,\gamma)^{27}\text{Al}$  було проведено порівняння досліджуваних виходів резонансів з виходом резонансу при  $E_p = 1966$  кеВ, сила якого відома з високою точністю [10] та дорівнює

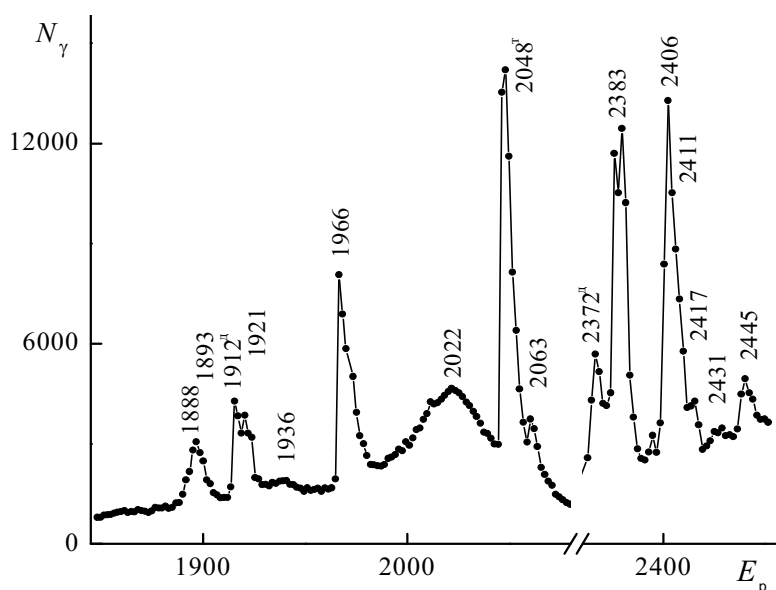


Рис. 1. Функція збудження реакції  $^{26}\text{Mg}(p,\gamma)^{27}\text{Al}$  в області енергії протонів  $E_p = 1840 \div 2100$  та  $2280 \div 2330$  кеВ.  $\theta_{\text{лаб}} = 55^\circ$ . д - дублет, т - триплет (див. докладно в [9]). Реєструвалися  $\gamma$ -промені з  $E_\gamma > 2,6$  МеВ.

$$S = (2J + 1) \frac{\Gamma_p \Gamma_\gamma}{\Gamma} = 9,5(9) \text{ eB}, \quad (1)$$

де  $J$  – спін резонансного стану,  $\Gamma_p$ ,  $\Gamma_\gamma$  та  $\Gamma$  – протонна, радіаційна та повна ширини резонансу. Отримані таким чином сили  $S$  резонансів при  $E_p = 2022, 2294, 2324, 2383$  та  $2406$  кеВ дорівнюють  $33(9), 9(2), 7(1), 10(2)$  та  $24(3)$  еВ, які відповідають наступним  $\Gamma_\gamma = 8,3(26), 1,13(22), 0,88(18), 2,5(5)$  та  $6,0(10)$  еВ.

Схеми розпаду резонансів будувалися на підставі балансу енергій та інтенсивностей для спостережуваних  $\gamma$ -переходів з урахуванням усіх відомих даних про рівні  $^{27}\text{Al}$ . Різні варіанти схем  $\gamma$ -розпаду досліджуваних резонансів були запропоновані у [11, 12], але найбільш докладні відомості про коефіцієнти розгалуження  $b(\gamma)$  отримано в [13]. Наші дані підтверджують результати [13] та дозволяють додатково виявити слабкі  $\gamma$ -переходи у розпаді резонансу при  $E_p = 2022$  кеВ на рівні з  $E^* = 5,156(3/2^-)$  та, можливо,  $5,827(3/2^-)$  МеВ (в каскаді  $r \rightarrow 5,827 \rightarrow 1,014$  МеВ нижній  $\gamma$ -перехід однозначно не встановлено). Верхня границя інтенсивності для цих переходів  $I_\gamma < 1\%$ . Запропоновані схеми розпаду резонансів приведені у вигляді коефіцієнтів  $b(\gamma)$  в табл. 1. Дані про  $\gamma$ -розпад резонансів при  $E_p = 2383$  та  $2406$  кеВ отримано вперше.

Для обчислення зведених імовірностей прямих  $\gamma$ -переходів необхідні дані про параметри змішування за мультипольностями  $\delta$ . У зв'язку з цим було виміряно кутові розподіли  $\gamma$ -променів та на підставі їх аналізу визначено значення  $\delta$ . Функція кутової кореляції шукалася у вигляді розкладу за парними поліномами Лежандра:

$$W(\theta) = 1 + a_2 P_2(\cos \theta) + a_4 P_4(\cos \theta), \quad (2)$$

де коефіцієнти  $a_2$  та  $a_4$  залежать від кутових моментів початкового та кінцевого станів і параметра  $\delta$ . Знайдені за методом найменших квадратів коефіцієнти  $a_2$  та  $a_4$  порівнювалися з їх теоретичними значен-

нями для різних гіпотез про спін  $J$  резонансного рівня та відповідним йому значенням  $\delta$  за допомогою критерію  $\chi^2$ . Комбінація  $J$  та  $\delta$  відкидалась, якщо отримане значення  $\chi^2 \equiv \chi_{\min}^2$  перевищувало можливу  $0,1\%$ -границю. Визначені таким чином значення параметра  $\delta$  показано в табл. 2.

Таблиця 1.

Схеми  $\gamma$ -розпаду високозбуджених станів в  $^{27}\text{Al}$

$E_f^*,$ MeB $2J_f^\pi$	$E_p$ (кеВ); $E_i^*$ (MeB); $2J_i^\pi$					
	1966 10,165 5 <sup>+</sup>	2022 10,218 3 <sup>-</sup>	2294 10,480 7 <sup>-</sup>	2324 10,509 7 <sup>-</sup>	2383 10,566 3 <sup>+</sup>	2406 10,588 3 <sup>+</sup>
0 (5 <sup>+</sup> )	61	17	54	35	45	16
0,84(1 <sup>+</sup> )		65			32	67
1,01(3 <sup>+</sup> )	1	3			10	5
2,21(7 <sup>+</sup> )	18		9	15		
2,74(5 <sup>+</sup> )	<1			15		9
2,98(3 <sup>+</sup> )	1	5			1,5	
3,00(9 <sup>+</sup> )				10		
3,68(1 <sup>+</sup> )		3			1,5	
3,96(3 <sup>+</sup> )	<1					
4,41(5 <sup>+</sup> )	1					
4,81(5 <sup>+</sup> )	6			5	3	
5,16(3 <sup>-</sup> )		1				2
5,25(5 <sup>+</sup> )	1		3			
5,55(5)	2					
5,75(1 <sup>+</sup> )					4	
5,83(3 <sup>-</sup> )		1				
5,96(7)	2					
6,08(3)	3					
6,16(3 <sup>-</sup> )		1				
6,29(7 <sup>+</sup> )	1					
6,46(5)	3					
6,48(7)			34	25		
6,61(3 <sup>-</sup> )		2				
6,78(3)					3	
7,68(3,5 <sup>+</sup> )	1					

Таблиця 2.  
Коефіцієнти  $a_2$  та  $a_4$  у функції кутової кореляції та параметри змішування  $\delta$

$E_i^* \rightarrow E_f^*$ , MeV	$a_2(\Delta a_2)$	$a_4(\Delta a_4)$	$\delta(\Delta\delta)$
10,221→0	-0,02(3)	-0,08(3)	0,08(2) або 4(1)
→0,844	-0,43(5)	-0,01(5)	-1,0(3) або -4(1)
→1,014	-0,58(21)	0,00(15)	-0,7(3)
→2,982	0,24(14)	-0,03(15)	0,07(5) або 2(2)
→3,680	-0,41(36)		0,3(2) або 1(1)
→6,605	-0,41(32)		0,14(10)
10,480→0	-0,37(1)	0,04(34)	0,03(1)
→2,211	0,42(3)	-0,01(26)	-0,07(6)
→6,477	0,45(4)	-0,02(5)	0,01(3)
10,509→0	-0,25(1)	0,01(1)	-0,04(1)
→2,211	0,47(3)	0,02(3)	0,04(2)
→2,735	-0,29(1)	-0,01(1)	-0,02(2)
→3,004	-0,20(3)	-0,01(4)	0,01(2)
→6,477	0,41(4)	0,02(2)	-0,02(3)
10,566→0	0,02(4)	-0,06(4)	0,01(5)
→0,844	-0,14(4)	-0,08(4)	0,5(3)
→1,014	0,74(8)	-0,08(5)	-0,8(9)
10,588→0	-0,28(10)	-0,23(11)	-0,48(18)
→0,844	-0,14(5)	-0,17(5)	-0,2(3)
→1,014	0,37(16)	0,02(11)	-1,7(5)

На підставі всієї сукупності отриманих даних було визначено експериментальні значення парціальних радіаційних ширин  $\Gamma_\gamma$  розпаду АС.

### Ізовекторні електромагнітні переходи в ядрі $^{27}\text{Al}$

Резонанс при  $E_p = 1966$  кеВ з квантовими числами  $J^\pi = 5/2^+$  є ізобаричним аналогом материнського рівня ядра  $^{27}\text{Mg}$  з  $E^* = 3,427$  МеВ ( $5/2^+$ ). Спостерігається ізоспінове розщеплення розглянутого одночастинкового рівня на компоненти  $T_> = 3/2$  та  $T_< = 1/2$ , яке спричинюється взаємодією

вигляду  $\frac{V_1}{A} t \cdot T_0$  [14], де  $V_1 \approx 100$  МеВ,  $t$  та  $T_0$  – ізоспіни частинки та остову, а  $A$  – масове число. Енергетичне положення  $T_<$  – рівня (антианалоговий стан (ААС)) випливає з виразу

$$E_{T_>} - E_{T_<} = \frac{V_1}{A}(T_0 + 1/2). \quad (3)$$

Антианалоговим станом може бути тільки рівень  $E^* = 4,812$  ( $5/2^+$ ) МеВ, на який припадає менш як 20 % конфігурації  $1d_{5/2}$  з  $T_< = 1/2$  в  $^{27}\text{Al}$  [8]. Експериментальне значення зведеної імовірності  $\gamma$ -переходу АС→ААС менше від одночастинкової оцінки [6] більш, ніж у 20 разів:  $B(M1)_{\text{експ}} = 0,16 \mu_y^2$ . Причина сильного затримання переходу АС→АС обумовлена заселенням станів типу поляризації остова (СПО) в  $^{27}\text{Al}$ . Центр тяжіння СПО відповідає енергії збудження 6,5 МеВ. Інтенсивність переходу АС → СПО дорівнює  $B(M1) = 0,13 \mu_y^2$  та порівнянна з інтенсивністю  $M1$ -переходу в ААС.

Аналоговий  $2p_{3/2}$ -резонанс в  $^{27}\text{Al}$  ідентифіковано в реакції  $^{26}\text{Mg}(p,p)^{26}\text{Mg}$  при  $E_p = 2022$  кеВ [5]. Антианалоговим станом є рівень  $E^* = 6,605$  МеВ.  $M1$ -перехід типу  $(2p_{3/2}, T_> = 3/2) \rightarrow (2p_{3/2}, T_< = 1/2)$  затриманий у порівнянні з одночастинковою [6] оцінкою більш, ніж в 5 разів; сумарна зведена імовірність  $\gamma$ -переходів на рівні  $J^\pi = 3/2^-$  дорівнює  $B(M1) = 0,56(18) \mu_y^2$ . З урахуванням поправки на спектроскопічний фактор [4] материнського стану 3,560 МеВ в ядрі  $^{27}\text{Mg}$  узгодження між експериментальним та теоретичним значеннями  $B(M1)$  поліпшується. Однак слід врахувати, що ми наводимо завищене значення величини  $B(M1)$ , оскільки невідоме відношення амплітуд  $M1$  та  $E2$  в розглянутих  $\gamma$ -переходах, за винятком переходу  $r \rightarrow 6,605$  МеВ. Розбіжність з одночастинковою моделлю пов'язана з впливом деформації ядра  $^{27}\text{Al}$ . На користь такого припущення говорить той факт, що при  $\gamma$ -розпаді АС найбільш інтенсивно заселяються рівні з  $E^* = 0$  ( $5/2^+$ ) та 0,844 ( $1/2^+$ ) МеВ, які є

першими членами обергальних смуг з  $K^\pi = 5/2^+$  та  $K^\pi = 1/2^+$ , заснованих відповідно на п'ятій  $[202 \ 5/2]$  та дев'ятій  $[211 \ 1/2]$  орбітах схеми Нільсона [15]. Вимірювані швидкості вказаних розпадів відповідають величинам  $B(E1) = 0,0020(6)$  та  $0,011(3)$  одиниць Вайскопфа.

Особливістю розпаду аналогового  $2p_{3/2}$ -резонансу є  $E1$ -переходи з переворотом спіну типу  $2p_{3/2} \rightarrow 1d_{3/2}$  на рівні з  $E^* = 1,014 \ (3/2^+)$  та  $2,982 \ (3/2^+)$  MeV.  $E1$ -ширини  $\gamma$ -розпаду АС на дані стани відповідно дорівнюють  $\Gamma_\gamma(E1) = 0,17(8)$  та  $0,42(13)$  eВ. Затримання  $E1$ -перехода на  $d_{3/2}$ -рівень з  $E^* = 1,014$  MeV обумовлено існуванням інтерференційних ефектів між АС та гігантським  $E1$ -резонансом згідно з висновками роботи [16].

Аналоговий  $1f_{7/2}$ -резонанс в  $^{27}\text{Al}$  ідентифіковано в реакції  $^{26}\text{Mg}(p,\gamma)^{27}\text{Al}$  як дублет резонансів при  $E_p = 2294$  та  $2324$  keВ [12]. Антианалоговим станом є рівень  $E^* = 6,477$  MeV, на який припадає основна частка (48% [9]) конфігурації  $1f_{7/2}$  з  $T_< = 1/2$  в  $^{27}\text{Al}$ . Зведена імовірність  $\gamma$ -переходу  $r \rightarrow 6,477$  MeV, згідно з нашими даними, дорівнює  $B(M1) = 0,80(20) \mu_\pi^2$ . Таким чином,  $M1$ -перехід типу АС  $\rightarrow$  ААС затриманий у порівнянні з одночастинковою оцінкою [6] в 5 разів. Настільки велику розбіжність експериментального та розрахованого значень  $B(M1)$  було пояснено в роботі [17], де використовувалась узагальнена модель, яка враховувала різні деформації ядра  $^{27}\text{Al}$  у початковому та кінцевому станах.

Аналоговий  $1d_{3/2}$ -резонанс в  $^{27}\text{Al}$  ідентифіковано в реакції  $^{26}\text{Mg}(p,p)^{26}\text{Mg}$  як триплет резонансів при  $E_p = 2383$ ,  $2406$  та  $2417$  keВ [5]. Антианалоговим станом є рівень  $E^* = 2,982$  MeV.  $M1$ -перехід типу  $(d_{3/2}, T_> = 3/2) \rightarrow (d_{3/2}, T_< = 1/2)$  затриманий у порівнянні з одночастинковою [6] оцін-

кою більш, ніж у 3 рази; сумарна зведена імовірність прямих  $\gamma$ -переходів на рівні  $J^\pi = 3/2^+$  дорівнює  $B(M1) = 0,029(3) \mu_\pi^2$ . З урахуванням поправки на спектроскопічний фактор [9] материнського стану  $3,786$  MeV в ядрі  $^{27}\text{Mg}$  узгодження між експериментальним та теоретичним значеннями  $B(M1)$  поліпшується. Однак слід врахувати, що ми наводимо завищене значення величини  $B(M1)$ , оскільки невідомим є відношення амплітуд  $M1$  та  $E2$  в  $\gamma$ -переході  $r \rightarrow 2,982$  MeV, за винятком переходу  $r \rightarrow 1,014$  MeV. Розбіжність з одночастинковою моделлю пов'язана з впливом деформації ядра  $^{27}\text{Al}$ . На користь такого припущення говорить той факт, що при  $\gamma$ -розпаді АС найбільш інтенсивно заселяються рівні з  $E^* = 0 \ (5/2^+)$  та  $0,844 \ (1/2^+)$  MeV, які є першими членами обергальних смуг з  $K^\pi = 5/2^+$  та  $K^\pi = 1/2^+$ , заснованих відповідно на п'ятій  $[202 \ 5/2]$  та дев'ятій  $[211 \ 1/2]$  орбітах схеми Нільсона [15]. У той же час відзначимо, що остаточні висновки про механізм затримання  $M1$ -переходу  $(d_{3/2}, T_> = 3/2) \rightarrow (d_{3/2}, T_< = 1/2)$  можна зробити після встановлення всіх компонентів тонкої структури  $d_{3/2}$ -аналогового резонансу.

Особливістю  $\gamma$ -розпаду  $d_{3/2}$ -аналогового резонансу є інтенсивний  $M1$ -перехід на рівень з  $E^* = 0,844 \ (1/2^+)$  MeV, який строго заборонений по  $l$  в одночастинковій моделі оболонки, оскільки  $\Delta l = 2$  ( $l$ -заборонений  $M1$ -перехід типу  $1d_{3/2} \rightarrow 2s_{1/2}$ ). Імовірність  $\gamma$ -переходу  $r \rightarrow 0,844$  MeV дорівнює  $B(M1) = 0,39(4) \mu_\pi^2$ . Крім цього, звертає на себе увагу не менш інтенсивний  $\gamma$ -перехід в основний стан  $0 \ (5/2^+)$  ядра  $^{27}\text{Al}$ . Зведена імовірність  $\gamma$ -переходу  $r \rightarrow 0$  MeV дорівнює  $B(M1) = 0,13(2) \mu_\pi^2$ . Очевидно, що в формуванні його повної радіаційної ширини бере участь  $M1$ -гігантський резонанс на основному стані  $^{27}\text{Al}$ .

### Література

1. А.Н.Водин, А.С.Качан, В.М.Мищенко, Известия РАН, Сер. физ. 65, 701 (2001).
2. А.Н. Водин, А.С. Качан и др., Известия РАН. Сер. физ.. 68, 188 (2004).
3. A. Lickerd *et al.*, Z. Physik A 331, 409 (1988).
4. J. A. Champagne *et al.*, Nucl. Phys. A 512, 317 (1990).
5. C. R. Westerfeldt *et al.*, Nucl. Phys. A 303, 111 (1978).
6. S. Maripuu, Nucl. Phys. A 123, 357 (1969).
7. М. И. Гусева, ПТЭ 5, 112 (1957).
8. P.M. Endt, Nucl. Phys. A 633, 1 (1998).
9. P.M. Endt, Nucl. Phys. A 521, 1 (1992).
10. J. Keinonen, S. Branderburg, Nucl. Phys. A 341, 345 (1980).
11. C. Van der Leun, P. M. Endt, Physica. 23, 990 (1963).
12. C. Van der Leun, D.M. Sheppard, P.M. Endt, Nucl. Phys. A. 100, 316 (1967).
13. J.J.A. Smit *et al.* Nucl. Phys. A. 377, 15 (1982).
14. A. M. Lane, Nucl. Phys. 35, 676 (1962).
15. S.G. Nilsson, Kgl. Danske Videnskab. Selkab. Mat.-fys. Medd. 26, 1 (1955).
16. V.G.Guba, O.A.Rumyantsev, M.G.Urin, Nucl. Phys. A. 487, 319 (1988).
17. Е.Г.Копанец, Е.В.Инопин и др., Известия АН СССР, Сер. физ. 1, 88 (1977).

## ISOVECTOR ELECTROMAGNETIC TRANSITIONS IN $^{27}\text{Al}$ NUCLEUS

**O.M.Vodin, L.P.Korda, I.V.Ushakov**

NSC Kharkiv Institute of Physics and Technology,  
Akademichna Str. 1, Kharkiv, 61108  
e-mail: ushakov@kipt.kharkov.ua

The results of  $\gamma$ -decay studies of analogue resonances in  $^{27}\text{Al}$ , observed in  $^{26}\text{Mg}(p\gamma)^{27}\text{Al}$  reaction at  $E_p = 1966, 2022, 2294, 2324, 2383,$  and  $2406$  keV, are presented. The comparison of single-particle isovector  $M1$  transition rates between analogue and antianalogue states with those calculated ones within the shell model with surface  $\delta$  forces was carried out. Two types of radiative  $E1$  transitions with  $\Delta T = 1$  are identified.