

ІЗОВЕКТОРНІ l - ЗАБОРОНЕНІ МАГНІТНІ ДИПОЛЬНІ ПЕРЕХОДИ В ЯДРІ ^{31}P

О.М.Водін, І.В.Ушаков

Національний науковий центр "Харківський фізико-технічний інститут",
вул. Академічна, 1, Харків, 61108
e-mail: ushakov@kipt.kharkov.ua

Проведено експериментальні дослідження γ -розпаду ізобар-аналогових резонансів у реакції $^{30}\text{Si}(p,\gamma)^{31}\text{P}$ при $E_p = 760, 1490$ та 2010 кеВ. Побудовано схеми розпаду зазначених резонансів та визначено їх парціальні γ -ширини Γ_γ . Виміряно кутові розподіли γ -променів під кутами $\theta_{\text{лаб}} = 0, 30, 45, 60$ та 90° відносно напрямку пучка протонів та проведено їх аналіз. На підставі отриманих даних проведено розрахунок імовірності $M1$ -переходів у антианалоговий стан та l -заборонених $M1$ -переходів з $\Delta T = 1$. Зроблено висновок про механізм зняття l -заборони, обумовлений вкладом колективних ефектів у процес формування повної γ -ширини розпаду аналогових резонансів.

Вступ

У теперішній час розвиток дослідження аналогових резонансів (АР) значною мірою залежить від вивчення різних каналів їх γ -розпаду, дані про які необхідні для подальшого з'ясування ролі зарядової залежності ядерних сил у механізмі змішування станів за ізоспіном у ядрах, а також для вдосконалення мікроскопічної теорії АР [1]. Серед таких γ -переходів особливе місце займають переходи, які заборонені за квантовими числами, що робить їх гарним інструментом для перевірки існуючих та апробації нових теоретичних підходів до опису ядер. До таких γ -переходів належать l -заборонені $M1$ -переходи в ядрах.

Ізоскалярні l -заборонені $M1$ -переходи з низькозбуджених станів без зміни їх ізоспіну $\Delta T = 0$ до нинішнього часу досліджувалися різними групами [2-4 та посилання в них]. Однак, попередній аналіз експериментальних даних, наведений в [5], дозволяє з упевненістю сказати, що серед $M1$ -переходів також виділяється друга група – ізовекторні l -заборонені $M1$ -переходи, тобто при яких ізоспін

$T_> = T_0 + 1/2$ початкового та $T_< = T_0 - 1/2$ кінцевого станів ядра змінюється на одиницю (T_0 - ізоспін остову ядра). Але фрагментарний характер спектроскопічних даних для цих переходів не дозволяє зробити однозначних висновків відносно механізму зняття l -заборони, що викликає потребу у вивченні такого каналу γ -розпаду АР у широкій області масових чисел ядер.

У даній роботі проведено дослідження ізовекторних l -заборонених $M1$ -переходів як одного з каналів γ -розпаду аналогових станів (АС) в ядрі ^{31}P . У зв'язку з цим було вивчено функцію збудження реакції $^{30}\text{Si}(p,\gamma)^{31}\text{P}$ в області АР, які спостерігаються при енергії протонів $E_p = 760, 1490$ та 2010 кеВ, побудовано схеми радіаційного розпаду АС та виміряно кутові розподіли γ -променів, що виникають при їх розпаді. У результаті отримано експериментальний розподіл парціальних радіаційних ширин Γ_γ розпаду АС, які потім порівнювалися з висновками одночастинкової моделі оболонки з поверхневими δ -силами [6]. Виявлено особливості γ -розпаду АС в ^{31}P та проведено на якісному рівні їх інтерпретацію.

1. Методика експерименту

Дослідження виконані на електростатичному прискорювачі протонів ЕСП-4 ННЦ ХФТІ. Прискорені протони з енергетичним розкидом 400 еВ відхилялися на 90° через аналізуючий магніт і після проходження системи юстуючих діафрагм бомбардували мішень, встановлену під кутом 45° 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 ^{30}Si , виготовлена методом “вбивання” іонів $^{30}\text{Si}^+$ у танталову підкладку безпосередньо в електромагнітному сепараторі [7]. Товщина мішені становила ~ 4 кеВ при енергії протонів $E_p = 2,0$ МеВ. Присутність у підкладці ^{19}F не виявила помітного впливу на результати експерименту.

Гамма-спектри реєструвались Ge(Li)-детектором об'ємом 63 см^3 і енергетичним розділенням $3,0$ кеВ для γ -ліній ^{60}Co . Абсолютне калібрування спектрометра за ефективністю проводилося за допомогою стандартного набору монохроматичних джерел ОСГД-II і за виходами γ -ліній з реакції $^{27}\text{Al}(p,\gamma)^{28}\text{Si}$ при $E_p = 991,86 \pm 0,03$ кеВ.

Для того, щоб послабити низько-енергетичний фон γ -випромінювання з підкладки, Ge(Li)-детектор розміщувався у спеціальному захисті, який був зроблений з Pb та Cu.

Кутові розподіли γ -променів, які виникають при розпаді резонансних станів ядра ^{31}P , вимірювались під кутами $\theta_{\text{лаб}} = 0, 30, 45, 60$ та 90° відносно напрямку пучка протонів. Для моніторингу γ -випромінювання застосовувався інтегратор струму і додатково спектрометр на базі кристала NaI(Tl) розмірами $\varnothing 150 \times 100 \text{ мм}^2$. Цей же детектор застосовувався для вимірювання функції збудження в реакції $^{30}\text{Si}(p,\gamma)^{31}\text{P}$. Досліди проводилися на спектрометричному обладнанні, виконаному в стандарті “КАМАК” і працює “на лінії” з ЕОМ типу IBM PC 386.

2. Обговорення результатів

Виміряну функцію збудження реакції $^{30}\text{Si}(p,\gamma)^{31}\text{P}$ в області енергії протонів $E_p = 750-1520, 2010$ та 2187 кеВ показано на рис.1. Досліди проведено з різними порогами дискримінації для енергії γ -квантів ($E_\gamma > 2,61$ та $E_\gamma > 6,13$ МеВ), які реєструвались кристалом NaI(Tl) під кутом

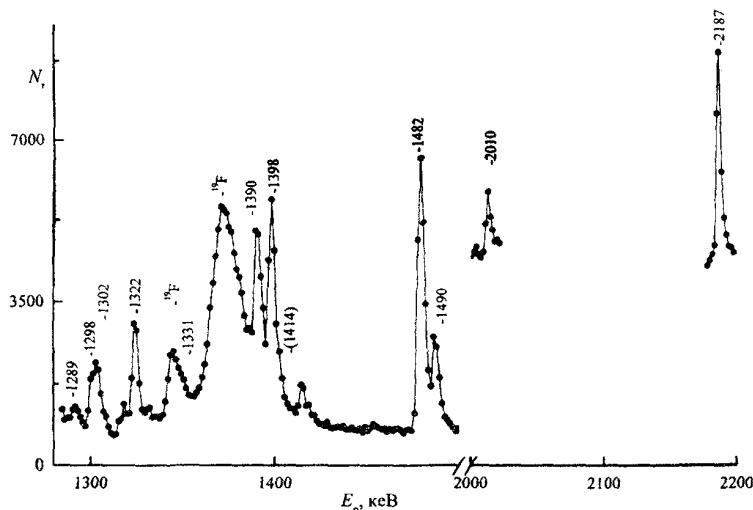


Рис. 1. Функція збудження реакції $^{30}\text{Si}(p,\gamma)^{31}\text{P}$ в області енергії протонів $E_p = 1280 \div 1540$ та $1750 \div 2200$ кеВ. $\theta_{\text{лаб}} = 55^\circ$. Реєструвались γ -промені з $E_\gamma > 2,6$ МеВ.

$\theta_{\text{лаб}} = 55^\circ$ 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 ^{31}P . При цьому Q реакції приймалося рівним 7296,61(20) кеВ. Отримані нами результати гарно узгоджуються з даними, поданими в огляді [8].

Таблиця 1.

Радіаційні ширини резонансів у реакції $^{30}\text{Si}(p,\gamma)^{31}\text{P}$

$E_p^{1)}$, кеВ	E^* , МеВ	S , еВ	Γ_γ , еВ
760	8,033	0,20	$\geq 0,033$
835	8,105	0,44	$\geq 0,073$
1289	8,544	0,32	0,16
1298	8,552	1,3	0,65
1301	8,555	1,0	0,25
1322	8,576	2,3	0,40
1331	8,584	0,31	0,16
1348	8,601	0,11	$\geq 0,018$
1390	8,641	3,5	0,66
1398	8,649	4,4	$\geq 1,1$
1482 ²⁾	8,730	8,0	
1490	8,738	2,0(6)	0,5(2)
1507	8,754	0,07	$\geq 0,04$
1510	8,757	3,5	0,72
1516	8,763	0,8	0,4
2010	9,241	2,0(6)	0,50(5)

Примітка:

¹⁾ значення E_p вказані з точністю ± 1 кеВ,

²⁾ дублет (див. докладно в [13]).

Для визначення абсолютного виходу γ -квантів з реакції $^{30}\text{Si}(p,\gamma)^{31}\text{P}$ було прове-

дено порівняння досліджуваних виходів резонансів з виходом резонансу при $E_p = 2187$ кеВ, сила якого відома з високою точністю [9] та дорівнює:

$$S = (2J + 1) \frac{\Gamma_p \Gamma_\gamma}{\Gamma} = 5,0 \pm 0,3 \text{ еВ}, \quad (1)$$

де J – спін резонансного стану, Γ_p та Γ_γ – протонна та радіаційна парціальні ширини резонансу, Γ – повна ширина резонансу. Отримані таким чином сили резонансів S подано в табл. 1, в якій також наведено відповідні значення Γ_γ , обчислені з урахуванням даних з пружного розсіювання протонів ядрами ^{30}Si [10]. У тому випадку, якщо не відома протонна ширина Γ_p резонансного рівня, припускалося, що $\Gamma_p \gg \Gamma_\gamma$ і в табл. 1 показано нижню границю значення величини Γ_γ .

Схеми розпаду резонансів при $E_p = 760, 1490$ та 2010 кеВ будувалися на підставі балансу енергій та інтенсивностей для спостережуваних γ -переходів з урахуванням усіх відомих даних про рівні ^{31}P . Різні варіанти схем γ -розпаду досліджуваних резонансів запропоновано 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 γ -переходи у розпаді резонансу при $E_p = 1490$ кеВ на рівні з $E^* = 4,261(3/2^+)$; $6,461(5/2^+)$; $6,594(3/2^-)$ та, можливо, $5,988(3/2^-)$ МеВ (в каскаді $r \rightarrow 5,988 \rightarrow 2,234$ МеВ нижній γ -перехід однозначно не встановлено). Верхня границя інтенсивності для цих переходів $I_\gamma < 1\%$. Запропоновані схеми розпаду резонансів при $E_p = 760, 1490$ та 2010 кеВ приведені у вигляді коефіцієнтів розгалуження $b(\gamma)$ в табл. 2, де також показано схеми розпаду рівнів з $E^* = 6,381(3/2^+)$ та $7,141(1/2^+)$ МеВ [13], які необхідні для подальшого розгляду.

E_f^* , MeB	$2J_f^\pi$	E_p (keB); E_i^* (MeB); $2J_i^\pi$				
		6,381 3 ⁺	7,141 1 ⁺	8,032 5 ⁽⁺⁾	1490 8,738 3 ⁺	2010 9,241 3 ⁺
0	1 ⁺	11	84	3	4	30
1,266	3 ⁺	11	16	18	7	1
2,234	5 ⁺	54		4	8	21
3,134	1 ⁺				9	6
3,295	5 ⁺	12		4	37	1
3,415	7 ⁺	<2		8		
3,506	3 ⁺			21	3	3
4,190	5 ⁺			24		2
4,261	3 ⁺			2	<1	4
4,431	7 ⁻			2		
4,594	3 ⁺			3	1	1
4,634	7 ⁺			3		
4,783	5 ⁺			5	12	16
5,0149	3			1		
5,015	1				13	7
5,115	5 ⁺				1	5
5,256	1 ⁺				1	
5,529	7 ⁺ (5 ⁺)			2		
5,559	3 ⁺				4	3
5,672	5					1
5,988	3 ⁻				<1	
6,461	5 ⁺				<1	
6,496	3 ⁻					1
6,594	3 ⁻				<1	
6,610	3 ⁻					1

Для обчислення зведених імовірностей прямих γ -переходів необхідні дані про параметри змішування за мультипольностями δ . У зв'язку з цим було виміряно кутові розподіли γ -променів та на підставі їх аналізу визначено значення δ . Функція кутової кореляції шукалась 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 δ . Знайдені за методом найменших квадратів коефіцієнти a_2 та a_4 порівнювались з їх теоретичними значеннями для різних гіпотез про спіні J резонансного рівня та відповідним йому значенням δ за допомогою критерію χ^2 . Комбінація J та δ відкидалась, якщо отримане значення $\chi^2 \equiv \chi_{\min}^2$ перевищувало можливу 0,1%-границю. Визначені таким чином значення параметра δ показано в табл. 3.

На підставі всієї сукупності отриманих даних було визначено експериментальні значення парціальних радіаційних ширин Γ_γ розпаду AP.

Таблиця 3. Ізовекторні l -заборонені $M1$ -переходи в ядрі ^{31}P

$E_i^* \rightarrow E_f^*$, MeB	$(lj)_i \rightarrow (lj)_f$	$\Gamma_\gamma, 10^2 \text{ eB}$	$\delta \pm \Delta\delta$	$B(M1), 10^2 \mu_N^2$	F_M
6,381 \rightarrow 0	$d_{3/2} \rightarrow s_{1/2}$	>2	(0)	>0,4	<500
7,141 \rightarrow 1,266	$s_{1/2} \rightarrow d_{3/2}$	46(5)	(0)	20(2)	8,8(9)
8,033 \rightarrow 3,415	$d_{5/2} \rightarrow g_{7/2}$	$\geq 0,3$	0,10(8)	>0,3	<650
\rightarrow 4634	$\rightarrow g_{7/2}$	$\geq 0,1$	0,03(8)	>0,3	<600
\rightarrow 5529	$\rightarrow g_{7/2}$	$\geq 0,1$	0,17(15)	>0,4	<400
8738 \rightarrow 0	$d_{3/2} \rightarrow s_{1/2}$	2,0(5)	0,20(7)	0,29(7)	567(140)
\rightarrow 3134	$\rightarrow s_{1/2}$	4,6(11)	-20(14)	2,6(5)	65(13)
\rightarrow 5256	$\rightarrow s_{1/2}$	0,5(1)	0,15(10)	1,1(3)	150(40)
9241 \rightarrow 0	$d_{3/2} \rightarrow s_{1/2}$	17(3)	0,04(3)	2,1(4)	79(16)
\rightarrow 3134	$\rightarrow s_{1/2}$	3(1)	0,7(5)	1,3(3)	129(26)

3. Гамма-розпад аналогових станів у ^{31}P

Аналіз літературних та отриманих нами експериментальних даних дозволив ідентифікувати (а в деяких випадках підтвердити) в ^{31}P ізобаричні аналоги для п'яти материнських рівнів ядра ^{31}Si . Гамма-розпад АС в ^{31}P демонструє ряд цікавих особливостей. Нижче в цьому розділі ми обговоримо ці особливості та наведемо їх інтерпретацію.

3.1. $M1$ -перехід в антианалоговий стан

Ізобаричний аналог до основного стану ядра ^{31}Si ідентифіковано в реакції ($^3\text{He}, d$) [8] при $E^* = 6,381$ МеВ. Спостерігається ізоспінове розщеплення розглянутого одночасткового рівня на компоненти $T_> = 3/2$ та $T_< = 1/2$, яке спричиняється взаємодією вигляду $\frac{V_1}{A} t \cdot T_0$ [14], де t – ізоспін частинки, а A – масове число. Енергетичне положення $T_<$ -рівня (антианалоговий стан (ААС)) впливає з виразу

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

де $V_1 \approx 100$ МеВ. Антианалоговим станом може бути тільки рівень $E^* = 1,266$ МеВ, на який припадає основна частина одночасткової конфігурації $1d_{3/2}$ з $T_< = 1/2$ в ^{31}P (спектроскопічний фактор $S_p = 0,53$ [8]). Зведена імовірність γ -переходу АС \rightarrow ААС дорівнює $B(M1) > 0,5 \cdot 10^{-2} \mu_N^2$, тобто даний $M1$ -перехід затриманий у порівнянні з одночастковою оцінкою [6] на порядок.

Особливістю γ -розпаду аналогового $1d_{3/2}$ -резонансу є інтенсивний $M1$ -перехід на основний стан ($J^\pi = 1/2^+$) ядра ^{31}P , який суворо заборонений за l в одночастковій моделі оболонки, оскільки $\Delta l = 2$ (l -заборонений $M1$ -перехід типу $1d_{3/2} \rightarrow 2s_{1/2}$). Швидкість γ -переходу $r \rightarrow 0$ МеВ дорівнює $B(M1) > 0,5 \cdot 10^{-2} \mu_N^2$.

Стан з $E^* = 7,141$ МеВ у ^{31}P , який спостерігається в реакції зриву протона з відносно великим перерізом, ідентифіковано як ізобаричний аналог до першого рівня ядра ^{31}Si . Антианалоговим станом, відповідно до (3), є основний стан, на який припадає основна частина протонної конфігурації $2s_{1/2}$ з $T_< = 1/2$ в ^{31}P ($S_p = 0,81$ [8]). Інтенсивність $M1$ -переходу типу $(2s_{1/2}, T_> = 3/2) \rightarrow (2s_{1/2}, T_< = 1/2)$ дорівнює $0,47(5) \mu_N^2$, що більш ніж у 6 разів менше за одночастинкове значення $B(M1) = 3,47 \mu_N^2$.

В області енергії протонів $E_p \approx 1450$ кеВ, оціненої за формулою:

$$E_p^{c.ч.м.} = \Delta E_c - B_n + E^* \quad (4)$$

(ΔE_c – кулонівська енергія зміщення, B_n – енергія зв'язку нейтрона та E^* – енергія збудження рівня в материнському ядрі ^{31}Si) для $1d_{3/2}$ -резонансу, спостерігається інтенсивний резонанс при $E_p = 1490$ кеВ з квантовими числами $J^\pi = 3/2^+$. Одночастинкова протонна конфігурація $d_{3/2}$ з $T_< = 1/2$ (антианалоговий стан) розподілена по кількох рівнях (див. табл. 2), хоча основна її частка припадає на стан з $E^* = 1,266$ МеВ ($S = 0,69$ [8]). Експериментальна імовірність $M1$ -переходу ($d_{3/2}, T_> = 3/2) \rightarrow (d_{3/2}, T_< = 1/2)$ узгоджується в межах статистичних похибок з одночастинковою оцінкою $B(M1)^{\text{теор}} = 0,091 \mu_N^2$ [6]; сумарна зведена імовірність прямих γ -переходів на рівні $J^\pi = 3/2^+$ дорівнює $B(M1) = 0,08(2) \mu_N^2$. Однак з урахуванням поправки на спектроскопічний фактор для стану $8,738$ МеВ ($S_p = 0,02$ [8]) експериментальне значення $B(M1)$ для даного γ -переходу перевищує теоретичне [6] у декілька разів. Спостережувана розбіжність із одночастинковою моделлю обумовлена змішуванням конфігурацій ААС та стану типу поляризації остова [16], домішок якого підсилює $M1$ -перехід в антианалоговий стан.

В області енергії протонів $E_p \approx 1900$ кеВ, очікуваної відповідно до (4) для ізо-

баричного аналога материнського рівня $E^* = 2,789$ MeB, спостерігається інтенсивний резонанс при $E_p = 2010$ кеВ з квантовими числами $J^\pi = 3/2^+$. Антианалоговим станом є рівень $E^* = 2,982$ MeB, на який припадає основна частка (48% [8]) конфігурації $d_{3/2}$ з $T_< = 1/2$ в ^{31}P . Експериментальна інтенсивність $M1$ -переходу типу $(d_{3/2}, T_> = 3/2) \rightarrow (d_{3/2}, T_< = 1/2)$ узгоджується за порядком величини з передбаченням одночастинкової моделі оболонки [6]. Сумарна зведена імовірність прямих γ -переходів на рівні $J^\pi = 3/2^+$ дорівнює $B(M1) = 0,52(3) \mu_N^2$.

3.2. Ізовекторні l -заборонені $M1$ -переходи

Серед спостережуваних γ -каналів розпаду AC є ізовекторні l -заборонені $M1$ -переходи, при яких ізоспін початкового $T_> = T_0 + 1/2$ та кінцевого $T_< = T_0 - 1/2$ станів змінюється на одиницю. Їх інтенсивність у ряді випадків порівнянна за порядком величини з інтенсивністю одночастинкових $M1$ -переходів між аналоговим та антианалоговим станами. Для кількісного визначення ступеня затримки l -заборонених $M1$ -переходів у порівнянні з одночастинковими оцінками використовувався фактор заборони, стандартне формулювання якого має вигляд [3]:

$$F_M = \frac{B(M1)^{\text{теор}}}{B(M1)^{\text{експ}}} \quad (5)$$

Оцінка величини $B(M1)^{\text{теор}}$ проводилася за формулами Мошковського, в яких враховується відмінність значень магнітного моменту протона та нейтрона. При цьому було зроблено припущення, що статистичний множник $S(J_i, L, J_f) = 1$, оскільки розглядаються γ -переходи, заборонені по l в одночастинковій моделі оболонки. У такому наближенні маємо [14]:

$$B(M1)^{\text{теор}} = \frac{1}{\pi} M_\mu \mu_N^2, \quad (6)$$

де для переходів типу $l \pm 1/2 \leftrightarrow l \mp 1/2$ значення

$$M_\mu = (\mu - \frac{1}{2} g_l)^2. \quad (7)$$

Тут μ – магнітний момент нуклона; g_l – орбітальне гіромагнітне відношення.

Отриману спектроскопічну інформацію відносно l -заборонених $M1$ -переходів у ядрі ^{31}P наведено в табл.3.

Ідентифіковано два типи $M1$ -переходів, інтенсивності яких порівнянні за порядком величини з інтенсивностями дозволених одночастинкових $M1$ -переходів. До першого типу належать $M1$ -переходи типу $AC \rightarrow 0$ ($J^\pi = 1/2^+$). Походження таких переходів обумовлено тим, що у формуванні повної радіаційної ширини AP бере участь гігантський $M1$ -резонанс, центр ваги ($E_{\text{цв}} = 40 \cdot A^{-1/3}$ MeB) якого розташовано в області енергії збудження ізобар-аналогових станів у ядрі ^{31}P . Присутність, наприклад, в $1d_{3/2}$ -резонансі колективної компоненти можна підтвердити таким чином. Ядро ^{31}Si зазнає β^- -розпаду Гамова-Теллера на основний стан ядра ^{31}P зі значенням $\lg ft = 5,52$ [8]. Це дозволяє провести порівняння експериментальної імовірності $\Lambda(M1)$ для γ -переходу $AC \rightarrow 0$ та відповідної імовірності $\Lambda(GT)$ для β^- -переходу. Величини $\Lambda(M1)$ і $\Lambda(GT)$ пов'язані співвідношенням [16]

$$\Lambda(M1) = 7,4\Lambda(GT), \quad (8)$$

у припущенні, що $1d_{3/2}$ -резонанс – чистий $T_> = 3/2$ -резонанс і величина $\Lambda(M1)$ визначається тільки спіновою частиною (σ -частиною) оператора $M1$ -переходу. Експериментальне значення $\Lambda(M1)_\gamma = 0,50 \cdot 10^{-2} \mu_N^2$ для γ -переходу $AC \rightarrow 0$, у той час як значення $\Lambda(M1)_\beta$, обчислене за формулою (8) дорівнює $0,57 \cdot 10^{-3} \mu_N^2$. Спостережена значна розбіжність значень $\Lambda(M1)_\gamma$ та $\Lambda(M1)_\beta$ підтверджує значний вклад орбітальної частини (l -частини) у імовірність $M1$ -переходу $AC \rightarrow 0$, пов'язаної з впливом колективних ефектів на процес формування γ -ширини розпаду аналогового $1d_{3/2}$ -резонансу в основний стан ^{31}P .

До другого типу належать $M1$ -переходи з AP на збуджені рівні ^{31}P , які можна віднести до станів типу поляризації остова [17]. Дійсно, γ -переходи на ці стани можливі, оскільки кожний AP має у своїй конфігурації $[(s_{1/2}^2)_{01}l_j]_{J,T}$ відповідний l_j -нуклон, зв'язаний з двома $2s_{1/2}$ нейтронами, спарованими в $(J_0T_0) = (01)$ поверх інертного остова ^{28}Si . Тоді перехід остова з $(s_{1/2}^2)_{01}$ на $(s_{1/2}^2)_{10}$ можливий, і в цьому випадку ймовірність $M1$ -переходу велика (відповідно [6]) через те, що перехід включає $s_{1/2}$ -частинку. При цьому відбувається $M1$ -перехід остов-остов без зміни стану непарного l_j -нуклона. Цей висновок ілюструє рис. 2, де наведено розподіл величин $B(M1)$ для прямих переходів з аналогового $d_{3/2}$ -стану. Видно, що найбільш інтенсивно заселяються високозбуджені рівні ^{31}P , центр тяжіння яких лежить при $E^* \approx 4,41$ МеВ. Максимум у розподілі імовірностей прямих $M1$ -переходів з AC обумовлений заселенням стану типу поляризації остова з $B(M1) = 0,31(9) \mu_N^2$. Стан поляризації остова фрагментований по спектру ядра ^{31}P та лежить в області енергій, очікуваних з

квазікласичних оцінок [17]. У зв'язку з цим можна стверджувати, що інтенсивний l -заборонений $M1$ -перехід на рівень $5,015(1/2^+)$ МеВ обумовлений збудженням стану типу поляризації остова у процесі γ -розпаду даного AP .

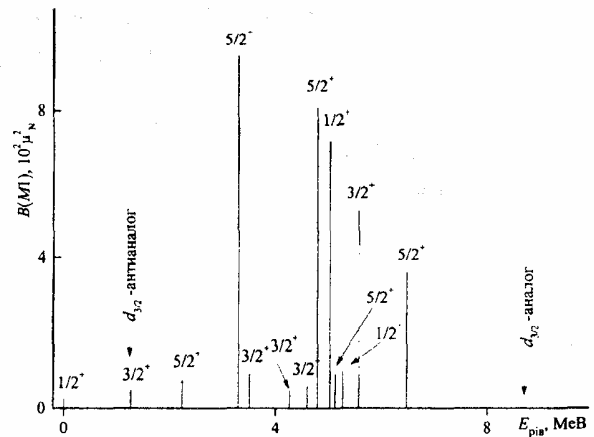


Рис. 2. Розподіл величин $B(M1)$ для прямих переходів з аналогового $d_{3/2}$ -стану на рівні ^{31}P .

Таким чином, слід заключити, що l -забороні $M1$ -переходи в ядрі ^{31}P здійснюються за рахунок змішування конфігурацій AP і гігантського $M1$ -резонансу та за рахунок збудження парно-парного остова даного ядра.

Література

1. С.Е.Муравьев, О.А.Румянцев, М.Г.Урин, Изв. РАН. Сер. физ. 62, 2163 (1998).
2. A.Arima, H.Horie, M.Sano, Progr. Theor. Phys., 17, 567 (1957).
3. Н.А.Бонч-Осмоловская, В.А.Морозов, М.А.Долгополов, И.В.Копытин, ЭЧАЯ 18, 739 (1987).
4. М.А.Долгополов, И.В.Копытин, Изв. АН СССР, Сер. физ. 3, 56 (1976).
5. А.Н.Водин, И.В.Ушаков, Тез. докладов 52 Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. (Москва, 2002), с.114.
6. S.Maripuu, Nucl. Phys. A. 123, 357 (1969).
7. М.И.Гусева, ПТЭ 5, 112 (1957).
8. P.M.Endt, Nucl. Phys. A 521, 1 (1992).
9. M.Riihonen, J.Keinonen, A.Anttila, Nucl. Phys. A 313, 251 (1979).
10. D.A.Outlaw, G.E.Mitchell, E.G.Bilpuch, Nucl. Phys. A 269, 99 (1976).
11. A.C.Wolff, M.A.Meyer, P.M.Endt, Nucl. Phys. A 107, 332 (1968).
12. С.Н.Борнман, М.А.Мейер, N.S.Wolmarans, D.Reitmann, Nucl. Phys. A 112, 231 (1968).
13. E.O.De Neijs, G.D.Haasbroek, M.A.Meyer, R.S.Rossouw and D. Reitmann, Nucl. Phys. A 254, 45 (1975).
14. М.Е.Войханский, Гамма-лучи (Изд-во АН СССР, Москва–Ленинград, 1961).
15. A.M.Lane, Nucl. Phys. 35, 676 (1962).
16. S.Hanna, In: Isospin in Nucl. Phys. (Ed. D.Wilkinson, North Holland, Amsterdam, 1969), p. 593.
17. Ю.В.Гапонов, Ю.С.Лютостанский, ЭЧАЯ 12(6), 1324 (1981).

ISOVECTOR *l*-FORBIDDEN MAGNETIC DIPOLE TRANSITIONS IN ^{31}P NUCLEUS

O.M.Vodin, I.V.Ushakov

NSC KIPT, Akademichna St. 1, Kharkiv, 61108
e-mail: ushakov@kipt.kharkov.ua

Experimental studies of γ -decay of isobaric analogue resonances in the $^{30}\text{Si}(p,\gamma)^{31}\text{P}$ reaction is carried out at the proton energy $E_p = 760, 1490$ and 2010 keV. The decay schemes of the given resonances are constructed and their partial γ -widths are determined. Angular distributions of γ -radiation are measured and analyzed at the angles $\theta_{\text{lab}} = 0, 30, 45, 60$ and 90° with respect to the direction of proton beam. On the basis of the obtained data the probabilities of $M1$ transitions to the antianalogue state and *l*-forbidden transitions with $\Delta T = 1$ are calculated. A conclusion is made on the mechanism of the *l*-prohibition breakdown due to the contribution of collective effects into the process of forming of total γ -width of the analogue resonances decay.