

УДК 539.163

**ВЛИЯНИЕ ДЕФОРМАЦИИ НА γ -РАСПАД КОМПОНЕНТОВ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ
АНАЛОГОВОГО $d_{5/2}$ -РЕЗОНАНСА В РЕАКЦИИ $^{22}\text{Ne}(\text{p}\gamma)^{23}\text{Na}$** **А.Н. Водин¹, В.Ю. Корда², Л.П. Корда¹, О.А. Лепешкина¹,
С.А. Троценко¹, И.В. Ушаков¹**¹ИИЦ «Харьковский физико-технический институт», 61108, Харьков, ул. Академическая, 1²НТЦ электрофизической обработки НАН Украины, 61002, Харьков, ул. Чернышевского, 28

Поступила в редакцию 20 февраля 2004 г.

Проведено экспериментальное исследование γ -распада аналогового $d_{5/2}$ -резонанса в ^{23}Na (материнский уровень ядра ^{23}Ne с $E^* = 2,517$ МэВ), наблюдающегося в виде тонкой структуры в реакции $^{22}\text{Ne}(\text{p}\gamma)^{23}\text{Na}$ при $E_p = 1623, 1721, 1803$ и 1835 кэВ. Построены схемы γ -распада, установлены параметры смешивания по мультипольностям для первичных γ -переходов и определены парциальные γ -ширины распада $\Gamma_{\gamma i}$ указанных резонансов. Обнаружено замедление скорости $M1$ -перехода между аналоговым и антианалоговым состояниями по сравнению с одночастичными оценками в рамках модели оболочек с поверхностными δ -силами. Наблюдаемое расхождение обусловлено влиянием деформации ядра ^{23}Na . Показано, что в процессе γ -распада аналогового $d_{5/2}$ -резонанса существенную роль играют коллективные эффекты, связанные с возбуждением состояний типа поляризации остова и гигантского $M1$ -резонанса.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: реакция $^{22}\text{Ne}(\text{p}\gamma)^{23}\text{Na}$, аналоговый резонанс, γ -распад, вероятность $M1$ -перехода, состояние типа поляризации остова, гигантский $M1$ -резонанс.

Результаты многих исследований показывают, что большинство аналоговых резонансов (АР) оказываются расщепленными на несколько компонентов, которые отчетливо проявляются в экспериментах по (p,p)-, (p γ)- и (^3He ,d)-реакциям [1, 2] с высоким разрешением. Тонкая структура появляется в результате смешивания собственно аналогового состояния (АС) и уровней компаунд-ядра. Это приводит к тому, что изоспиновые части волновых функций компонентов тонкой структуры АС будут включать как $T_> = T_0 + 1/2$, так и $T_< = T_0 - 1/2$ – компоненты (T_0 – изоспин остова ядра), т.е. не будут уже являться чистыми по изоспину состояниями.

Настоящая работа является продолжением наших исследований тонкой структуры АР с $J^\pi = 5/2^+$ в легких ядрах [3]. Здесь представлены экспериментальные данные о γ -распаде аналогового $d_{5/2}$ -резонанса в ^{23}Na (материнский уровень с $E^* = 2,517$ МэВ ядра ^{23}Ne). Компоненты данного АР наблюдались как изолированные резонансы в реакции $^{22}\text{Ne}(\text{p}\gamma)^{23}\text{Na}$ при энергии протонов $E_p = 1623, 1721, 1803$ и 1835 кэВ. В связи с этим была изучена функция возбуждения реакции в области $E_p = 1560$ - 1850 кэВ, построены схемы γ -распада указанных резонансов и измерены угловые распределения γ -лучей, возникающих при их распаде.

В итоге данных исследований было получено экспериментальное распределение парциальных радиационных ширин $\Gamma_{\gamma i}$ распада фрагментированного аналогового $d_{5/2}$ -резонанса, которое затем сравнивалось нами с выводами многочастичной модели оболочек с остаточным взаимодействием типа поверхностных δ -сил [4].

МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследования проведены на пучке протонов электростатического ускорителя ЭСУ-4 ХФТИ с максимальной энергией 4 МэВ и энергетическим разбросом пучка 400 эВ. Ток протонов на мишени составлял 10-15 мкА. Использована изотопная мишень ^{22}Ne , приготовленная методом «вбивания» ионов $^{22}\text{Ne}^+$ в танталовую подложку непосредственно в электромагнитном сепараторе [5]. Толщина мишени составляла около 4 кэВ при энергии протонов $E_p = 2,0$ МэВ.

Спектры γ -распада были зарегистрированы Ge(Li)-детектором объемом 63 см^3 и энергетическим разрешением 3,0 кэВ для γ -линий ^{60}Co . Абсолютная калибровка спектрометра по эффективности проведена с помощью стандартного набора монохроматических источников ОСГИ-II и по выходам γ -линий из реакции $^{27}\text{Al}(\text{p}\gamma)^{28}\text{Si}$ при $E_p = 991,86(3)$ кэВ. Для ослабления низкоэнергетического фона γ -излучения из подложки была применена комбинированная защита Ge(Li)-детектора, выполненная из свинца и меди.

Интенсивности γ -лучей, возникающих при распаде резонансных состояний ядра ^{23}Na , измерены под углами $\theta_{\text{лаб}} = 0, 30, 45, 60$ и 90° относительно направления пучка налетающих протонов. В качестве монитора γ -излучения использован интегратор тока и, дополнительно, спектрометр на базе кристалла NaI(Tl) с размерами $\varnothing 150 \times 100 \text{ мм}^2$. Этот же детектор был использован для измерения функции возбуждения в реакции $^{22}\text{Ne}(\text{p}\gamma)^{23}\text{Na}$. Опыты проведены на спектрометрическом оборудовании, выполненном в стандарте КАМАК и работающим в «линию» с ЭВМ типа IBM PC/AT 486.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Функция возбуждения реакции $^{22}\text{Ne}(p\gamma)^{23}\text{Na}$ измерена нами в области энергии протонов $E_p = 1560\text{--}1850$ кэВ. Опыты проведены с различными порогами дискриминации для энергии γ -квантов ($E_\gamma > 2,61$ и $E_\gamma > 6,13$ МэВ), регистрируемых кристаллом NaJ(Tl) под углом $\theta_{\text{лаб.}} = 55^\circ$ относительно направления пучка протонов. Измерения проводились с шагом $\Delta E_p = 1,0$ кэВ. На рис. 1 представлены результаты измерения относительного выхода γ -лучей с $E_\gamma > 6,13$ МэВ в зависимости от энергии налетающих протонов.

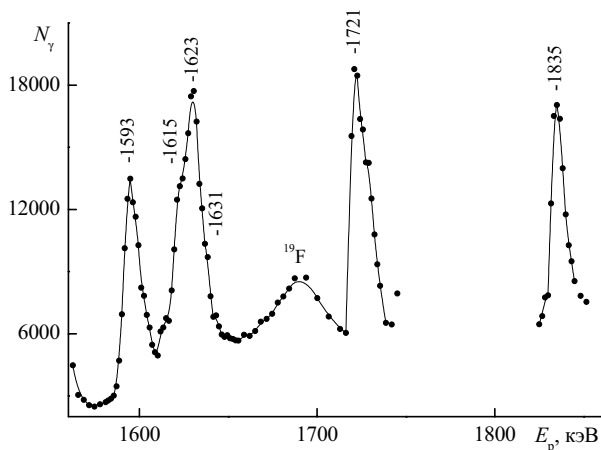


Рис. 1. Функция возбуждения реакции $^{22}\text{Ne}(p\gamma)^{23}\text{Na}$ в области энергии протонов $E_p = 1560\text{--}1850$ кэВ.

Таблица 1. Радиационные ширины резонансов в реакции $^{22}\text{Ne}(p\gamma)^{23}\text{Na}$

$E_p^{1)}$, кэВ	E^* , МэВ	J^π	S , эВ	$\Gamma_p^{2)}$, эВ	Γ_γ , эВ
1593	10,318	$3/2^-$	10(3)	2000	2,5(3)
1615	10,338	$1/2^-$	2,1(5)	190	1,1(3)
1623	10,346	$5/2^+$	9(2)	8	2,0(4)
1631	10,353	$3/2^+$	6,0(15)	210	1,5(4)
1721	10,440	$5/2^+$	13(3)	25	2,4(5)
1803	10,519	$5/2^+$	4,4(11)	100	0,7(2)
1835	10,549	$5/2^+$	11(3)	540	1,8(4)

Примечание: ¹⁾значения E_p указаны с ошибкой $\pm 0,8$ кэВ; ²⁾значения Γ_p взяты из [6]

В исследованной области энергии установлено положение 7 резонансов, идентифицированных как возбужденные состояния ядра ^{23}Na . При этом значение Q реакции принималось равным $8794,26(17)$ кэВ, согласно работе [6]. Полученные нами результаты хорошо согласуются с данными, приведенными в обзоре [7]. Для большинства из указанных на рис. 1 резонансных пиков экспериментальные ширины составляют величину $\Gamma_{\text{эксп}} \approx 5$ кэВ, что обусловлено конечной толщиной мишени и энергетическим разбросом в пучке протонов.

Силы резонансов $S = (2J + 1)\Gamma_p\Gamma_\gamma/\Gamma$ (Γ_p , Γ_γ и Γ – протонная, радиационная и полная ширины распада резонанса соответственно), определены методом сравнения с силой калибровочного резонанса при $E_p = 1278$ кэВ, которая равна $21(2)$ эВ. Полученные таким образом значения S для исследуемых резонансов представлены в табл. 1, в которой приведены также соответствующие значения Γ_γ , вычисленные с учетом данных о протонных ширинах Γ_p из [6].

Спектры γ -распада резонансов при $E_p = 1623, 1721, 1803$ и 1835 кэВ измерены GeLi-детектором под углом $\theta = 55^\circ$ относительно направления пучка налетающих протонов. Схемы распада резонансов построены на основании баланса энергий и интенсивностей для наблюдаемых γ -переходов с учетом всех известных данных об уровнях ^{23}Na . Предлагаемые схемы распада исследуемых резонансных уровней приведены в виде значений коэффициентов ветвления b в табл. 2.

Квантовые характеристики резонансов при $E_p = 1623, 1721, 1803$ и 1835 кэВ достаточно надежно установлены в экспериментах по упругому рассеянию протонов – $J^\pi = 5/2^+$ [6]. Однако для расчета приведенных вероятностей γ -переходов необходимы данные о параметрах смешивания по мультипольностям δ . В связи с этим были измерены угловые распределения γ -лучей, возникающих при распаде исследуемых резонансов, под углами $\theta = 0, 30, 45, 60$ и 90° относительно пучка протонов. Функция угловой корреляции $W(\theta)$ была найдена в виде разложения по четным полиномам Лежандра:

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

где коэффициенты a_2 и a_4 зависят от угловых моментов начального и конечного состояний и параметра δ . Найденные по методу наименьших квадратов коэффициенты a_2 и a_4 сопоставлялись с их теоретическими значениями для различных гипотез о спине J резонансного уровня и соответствующем ему значении параметра δ с помощью критерия χ^2 . Комбинация J и δ отбрасывалась, если полученное значение $\chi^2 \equiv \chi^2_{\text{min}}$ превышало возможный 0,1%-предел. Определенные таким образом коэффициенты a_2 и a_4 в функции углового распределения γ -лучей и соответствующие им значения J и δ приведены в табл. 3.

Таблица 2. Парциальные ширины распада резонансных состояний с $J^\pi = 5/2^+$ и вероятности M1-переходов в ^{23}Na

E_f^* , МэВ	$2J_f^\pi$	E_p (кэВ); E_i^* (МэВ); $2J_i^\pi$												
		1623; 10,346; 5^+			1721; 10,440; 5^+			1803; 10,519; 5^+			1835; 10,549; 5^+			
		$b, \%$	Γ_γ , $10^2 \cdot \text{эВ}$	$B(M1)$, $10^2 \cdot \mu_{\text{я}}^2$	$b, \%$	Γ_γ , $10^2 \cdot \text{эВ}$	$B(M1)$, $10^2 \cdot \mu_{\text{я}}^2$	$b, \%$	Γ_γ , $10^2 \cdot \text{эВ}$	$B(M1)$, $10^2 \cdot \mu_{\text{я}}^2$	$b, \%$	Γ_γ , $10^2 \cdot \text{эВ}$	$B(M1)$, $10^2 \cdot \mu_{\text{я}}^2$	$\Sigma B(M1)$, $10^2 \cdot \mu_{\text{я}}^2$
0	3^+	29	58	4,5	15	36	2,7	40	29,2	2,1	20	36,6	2,7	12,0
0,440	5^+	28	56	4,9	20	48	4,1	25	18,3	1,5	9	16,5	1,4	11,9
2,076	7^+	15	30	4,5	10	24	3,5	4	2,9	0,4	3	5,5	0,8	9,2
2,391	1^+	4	8	E2				2	1,5	E2	9	16,5	E2	
2,704	9^+							1	0,7	E2				
2,982	3^+	4	8	1,7	36	86,4	17,6	4	2,9	0,6	19	34,8	6,9	26,8
3,678	3^-	2	4	E1	1	2,4	E1	2	1,5	E1	1	1,8	E1	
3,914	5^+	8	16	5,1	9	21,6	6,6				15	27,5	7,5	19,2
4,430	1^+										14	25,6	E2	
4,775	3^-	2	4	E1							1	1,8	E1	
5,379	5^+	2	4	2,8	1	2,4	1,6	1	0,7	0,4	3	5,5	3,4	8,2
5,742	5^+	2	4	3,5				2	1,5	1,2	1	1,8	1,4	6,1
5,766	3^+	4	8	7,1				3	2,2	1,8	1	1,8	1,4	10,3
5,927	7^+										3	5,5	4,7	4,7
6,618	7^+				3	7,2	11,0	2	1,5	2,2				13,2
6,868	5^+							2	1,5	2,6				2,6
7,133	5^+							2	1,5	3,3				3,3
7,412	$(5-9)^+$				2	4,8								
7,724	$(1-5)$										1	1,8		
7,834	$(5^+, 7)$							1	0,7					
7,891	5^+							4	2,9	13,6				13,6
8,417	3				3	7,2		2	1,5					

Таблица 3. Коэффициенты a_2 и a_4 в функции угловой корреляции и параметры δ

$E_i^* \rightarrow E_f^*$, МэВ	$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	$a_2(\Delta a_2)$	$a_4(\Delta a_4)$	$\delta(\Delta \delta)$
10,440 → 0	$5/2^+ \rightarrow 3/2^+$	0,06(10)	0,06(11)	-0,24(8)
→ 0,440	→ $5/2^+$	0,11(9)	0,00(8)	0,22(10)
→ 2,076	→ $7/2^+$	-0,02(12)	-0,06(13)	0,03(14)
→ 2,982	→ $3/2^+$	-0,38(7)	0,02(7)	0,35(8)
→ 3,915	→ $5/2^+$	0,49(13)	-0,03(11)	-0,53(99)
10,519 → 0	$5/2^+ \rightarrow 3/2^+$	-0,65(5)	0,01(4)	0,11(3)
→ 0,440	→ $5/2^+$	0,01(3)	0,06(7)	0,18(3)
→ 2,076	→ $7/2^+$	-0,70(4)	0,09(24)	-0,40(3) или 2,9(3)
→ 2,391	→ $1/2^+$	0,23(10)	-0,49(14)	0,08(6)
→ 2,982	→ $3/2^+$	-0,41(7)	0,06(7)	-0,01(3)
→ 5,766	→ $3/2^+$	0,05(3)	0,06(7)	-0,15(3)
→ 7,891	→ $5/2^+$	0,46(8)	0,09(24)	0,01(3)
10,549 → 0	$5/2^+ \rightarrow 3/2^+$	0,03(8)	0,06(9)	-0,19(8)
→ 0,440	→ $5/2^+$	-0,80(16)	0,03(14)	2,0(40)
→ 2,076	→ $7/2^+$	0,06(26)	-0,04(24)	-0,04(20)
→ 2,391	→ $1/2^+$	-0,59(13)	0,02(11)	0,7(2)
→ 2,982	→ $3/2^+$	-0,19(9)	-0,04(9)	0,05(7)
→ 3,915	→ $5/2^+$	-0,16(7)	0,00(9)	0,80(18)
→ 4,430	→ $1/2^+$	-0,10(8)	0,13(9)	0,18(2)

В результаты измерений внесены поправки, учитывающие конечный телесный угол детектора. Указанные ошибки являются стандартными отклонениями. Для определения четности состояний использованы рекомендованные верхние пределы для интенсивностей γ -переходов [7]. Полученные данные по угловому распределению γ -лучей позволяют однозначно установить спины и четности исследуемых резонансов: $J^\pi = 5/2^+$. В итоге проведенных исследований были получены экспериментальные значения парциальных радиационных ширины $\Gamma_{\gamma i}$ распада компонентов тонкой структуры аналогового $d_{5/2}$ -резонанса в ^{23}Na . Значения $\Gamma_{\gamma i}$ и соответствующие им величины приведенных вероятностей $M1$ -переходов представлены в табл. 2.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Анализ полученных экспериментальных данных показал, что схемы γ -распада резонансов при $E_p = 1623, 1721, 1803$ и 1835 кэВ практически совпадают. Это дает основание заключить, что данные резонансы являются фрагментами тонкой структуры аналогового $d_{5/2}$ -резонанса. В спектре γ -распада АС наблюдается интенсивный $M1$ -переход на уровень $3,914$ МэВ ($J^\pi = 5/2^+$), который можно рассматривать как антианалоговое состояние (ААС). Это вывод подтверждается тем, что энергетическое положение данного уровня практически совпадает с энергией ААС, оцененной по формуле:

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

где $V_1 \approx 100$ МэВ. Однако $M1$ -переход АС \rightarrow ААС заторможен по сравнению с одночастичной оценкой [4] более, чем в 3 раза. Наблюдаемое расхождение с расчетным значением, по всей видимости, связано с влиянием деформации ядра ^{23}Na . В пользу такого предположения говорит тот факт, что при γ -распаде АС в основном заселяются низколежащие уровни ^{23}Na , среди которых можно выделить две вращательные полосы с $K^\pi = 3/2^+$ и $K^\pi = 1/2^+$, основанных на седьмой [202 3/2] и девятой [211 1/2] орбитах схемы Нильссона [8] соответственно (см. рис. 3). Наиболее интенсивно заселяются состояния с $J^\pi = 3/2^+, 5/2^+$ и $7/2^+$, центр тяжести которых лежит при $E^* \approx 4,93$ МэВ. Это наглядно иллюстрирует рис. 4, где приведено распределение экспериментальных величин $B(M1)$ для переходов с АС на низколежащие уровни ядра ^{23}Na .

ВЫВОДЫ

Как и предполагалось, наблюдается сильная корреляция между шириной $M1$ -перехода $AC \rightarrow AAC$ и протонной шириной Γ_p . Однако полностью отсутствуют корреляции между Γ_p и γ -ширинами распада на уровни с $E^* = 0,440$ и $5,742$, которые можно было бы рассматривать как фрагменты AAC . В то же время существуют корреляции между полной Γ_γ и парциальными ширинами радиационных переходов на основное состояние и уровни с $E^* = 0,440, 2,076, 2,982, 3,914$ и $5,379$ МэВ, которые принадлежат фрагментированному состоянию типа поляризации остова. Кроме того, наблюдаются корреляции между γ -ширинами распада на уровни, являющиеся фрагментами AAC и γ -ширинами переходов на СПО. Этот результат можно объяснить следующим образом: T_- -компонент AP является относительно простой конфигурацией и он может быть вторым (после AP) входным состоянием. Таким образом, следует заключить, что в процессе γ -распада аналогового $d_{5/2}$ -резонанса в ^{23}Na основную роль играет коллективное состояние типа поляризации остова.

Дополнительным доводом в пользу такой интерпретации γ -распада AP является относительно большие интенсивности $M1$ -переходов на уровни с $E^* = 2,076$ ($7/2^+$), $5,927$ ($7/2^+$) и $6,618$ ($7/2^+$) МэВ, которые строго запрещены по l в модели оболочек, поскольку $\Delta l = 2$ (l -запрещенный $M1$ -переход типа $1d_{5/2} \rightarrow 1g_{7/2}$). Факторы запрета $F_M = B(M1)^{\text{теор}}/B(M1)^{\text{эксп}}$ [10] для $M1$ -переходов на указанные уровни соответственно равны 20, 36 и 14. Небольшие значения F_M указывают на то, что данные $M1$ -переходы происходят за счет значительной примеси других конфигураций к аналоговому $d_{5/2}$ -резонансу. Разумно допустить, что одной из таких конфигураций может быть состояние типа поляризации остова, за счет возбуждения которого осуществляется снятие l -запрета.

Особенностью γ -распада AP является интенсивный переход $AC \rightarrow 0$ МэВ, приведенная вероятность которого равна $0,12$ (2) μ_y^2 . Энергия данного перехода ($10,47$ МэВ) того же порядка, что и энергия возбуждения $M1$ -резонанса в легких ядрах [11]. В связи с этим должны наблюдаться интерференционные эффекты между этими двумя резонансными модами возбуждения ядра ^{23}Na . В таком случае можно утверждать, что в формировании ширины перехода $AC \rightarrow 0$ МэВ участвует гигантский $M1$ -резонанс на основном состоянии ядра ^{23}Na .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключении следует отметить, что плохое согласие экспериментальной и теоретической величины $B(M1)$ для перехода $AC \rightarrow AAC$ указывает на тот факт, что ядро ^{23}Na остается деформированным и при энергии возбуждения выше энергии связи нуклона. В то же время заметим, что окончательные выводы о механизме замедления данного $M1$ -перехода могут быть сделаны после установления всех компонентов тонкой структуры рассматриваемого AP .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bateman N. and et al. // Phys. Rev. C. -2001. - V. 63. - P. 035803-03580313.
2. Rudolph D. and et al. // Phys. Rev. Letters. - 1996. - V. 76. - P. 376-379.
3. Водин А.Н. и др. // Известия РАН. Сер. физ. - 2004. - Т. 68. - № 2. - С. 196-200.
4. Maripuu S. // Nucl. Phys. A. - 1969. - V. 123. - P. 357-364.
5. Гусева М. И. // ПТЭ. - 1957. - Т. 5. - С. 112-116.
6. Endt P. M. and Van der Leun C. // Nucl. Phys. A. - 1978. - V. 310. - P. 1-780.
7. Endt P. M. // Nucl. Phys. A. - 1990. - V. 521. - P. 1-830.
8. S.G. Nilsson // Kgl. Danske Videnskab. Selkab. Mat.-fys. Medd. - 1955. - V. 26. - No. 16. - P. 1-69.
9. Гапонов Ю. В., Лютостанский Ю. С. // ЭЧАЯ. - 1981. - Т. 12. - Вып. 6. - С. 1324-1363.
10. Водин А., Ушаков И.В. // Известия РАН. Сер. физ. - 2004. - Т. 68. - № 2. - С. 213-217.
11. Качан А.С., Водин А.Н., Мищенко В.М., Слабоспицкий Р.П. // Известия РАН. Сер. физ. -2001. -Т. 65. -№ 5. -С. 682-686.

INFLUENCE OF DEFORMATION ON THE γ -DECAY OF FINE STRUCTURE OF THE ANALOGUE $d_{5/2}$ RESONANCE IN THE $^{22}\text{Ne}(\text{p}\gamma)^{23}\text{Na}$ REACTION

A.N. Vodin¹, V.Yu. Korda², L.P. Korda¹, O.A. Lepyoshkina¹, S.A. Trotsenko¹, I.V. Ushakov¹

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

e-mail: vodin@kipt.kharkov.ua

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

Experimental studies of the γ -decay of four components of fine structure of the analogue $d_{5/2}$ resonance in ^{23}Na (a parent level with $E^* = 2,517$ MeV in ^{23}Ne) observed in the $^{22}\text{Ne}(\text{p}\gamma)^{23}\text{Na}$ reaction were carried out at $E_p = 1623, 1721, 1803$ and 1835 keV. The decay schemes of the given resonances were constructed, mixing ratios were found for primary γ -transitions and their partial γ -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 δ -forces. It is connected with deformation of ^{23}Na nucleus. It is shown that collective effects connected with the excitation of core polarisation states and the giant $M1$ resonance take part in the γ decay of the analogue resonance.

KEY WORDS: $^{22}\text{Ne}(\text{p}\gamma)^{23}\text{Na}$ reaction, analogue resonance, γ -decay, probability of $M1$ transition, core polarization state, giant $M1$ resonance.