

УДК 539.163

ТОНКАЯ СТРУКТУРА М1–РЕЗОНАНСА В ЯДРЕ ^{23}Na **А.С. Качан, И.В. Кургуз, И.С. Ковтуненко, В.М. Мищенко**

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

Поступила в редакцию 20 апреля 2004 г.

Изучен гамма-распад резонансноподобной структуры, наблюдаемой в реакции $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ в области энергий ускоренных протонов $E_p=0,8\text{--}2,5$ МэВ. Измерены функция возбуждения данной реакции, спектры γ -квантов, образующихся при распаде резонансов при $E_p=851, 948, 1278, 1593, 1721, 1835$ кэВ, составляющих данную резонансноподобную структуру. Идентифицирован М1–резонанс на основном и первом возбужденном 440 кэВ состояниях ядра ^{23}Na . Положение М1–резонанса объясняется с учетом сил спаривания.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: реакция $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$, 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]. Это М1–, Е2–, октупольный резонансы. 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 отчетливо 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, это переходы 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].

Ранее [11–13], изучая γ –распад резонансноподобных структур (РПС), наблюдающихся в реакции радиационного захвата протонов ядрами ^{21}Ne , ^{25}Mg , ^{29}Si , ^{33}S , мы обнаружили новый экспериментальный факт, связанный с существованием триплетного спаривания между нечетными нейтроном и протоном, находящимися на одной орбите. Это проявляется в том, что положение центра тяжести (ЦТ) магнитного дипольного резонанса ($E_{\text{ц.т.}}=\sum_k E_k V_k(M1)/\sum_k V_k(M1)$) в нечетно–нечетных $4N+np$ ядрах находится на 3 МэВ ниже по энергии возбуждения, чем в четно–четных $4N$ ядрах и практически не зависит от A (общепринято считать, что зависимость должна быть типа $E=40A^{-1/3}$ [11]). В этих же работах была предложена модель для объяснения данного явления. Из этой модели следует, что нечётные ядра sd–оболочки можно разделить на две группы в зависимости от того, в каком состоянии находится нечётная частица, в $d_{5/2}$ – или $d_{3/2}$ –подоболочке. В первом случае положение ЦТ МДР будет находиться в области энергии возбуждения 5–6 МэВ, так как оно будет определяться только энергией спин–орбитального расщепления. Во втором случае оно будет находиться в области энергии возбуждения 8–10 МэВ, так как в этом случае в формировании МДР будут участвовать (pn –) или (pp –) пары из $d_{5/2}$ –подоболочки. Этот вывод пока подтверждается данными опубликованных работ [13–15] (ЦТ МДР в ядрах $^{35,37}\text{Cl}$, ^{31}P находится при 9–10 МэВ, а в ядре ^{27}Al при 6 МэВ). Для подтверждения и дальнейшего развития модельных представлений о природе МДР и механизмах его возбуждения необходимы новые экспериментальные данные о положении, тонкой структуре и полной силе МДР в тех чётных и нечётных ядрах, в которых он еще не обнаружен.

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 2 см от мишени под углом 55° относительно направления пучка протонов с целью исключения зависимости эффекта углового распределения гамма–квантов на результаты измерений. Регистрировали γ –кванты с энергией $E_\gamma>2,6$ МэВ. Для измерения спектров γ –квантов применяли Ge(Li)–детектор объёмом 60 см^3 и с разрешением 4 кэВ для $E_\gamma=1332$ кэВ. Наши эксперименты были выполнены на тонких изотопных мишенях (толщина мишени составляла порядка 2 кэВ для протонов с энергией 2 МэВ), приготовленных путём вбивания ионов ^{22}Ne в танталовые подложки непосредственно в электромагнитном сепараторе. Танталовые подложки представляли

собой диск диаметром 16 мм и толщиной 1–0,5 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, что затрудняет их применение для измерения абсолютного выхода γ -квантов.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

К настоящему времени накоплена обширная экспериментальная спектроскопическая информация о резонансных состояниях ядра ^{23}Na с помощью реакции радиационного захвата протонов в области энергии ускоренных протонов от 0,5 до 3,0 МэВ [16–20]. Однако получить распределение вероятностей магнитных дипольных переходов на основное состояние ядра ^{23}Na в области энергии возбуждения 9–11 МэВ ($Q_{p\gamma}=8794$ кэВ [16]) затруднительно из-за того, что данные о силах резонансов ($S=(2I+1)\Gamma_p\Gamma_\gamma/\Gamma$) различаются почти в два раза [16–20], и нет работы, в которой бы силы резонансов определялись во всей области энергии, где может находиться М1-резонанс. Также отсутствуют данные о силах, коэффициентах ветвления и спинах для некоторых резонансов. Наиболее интенсивные резонансы при $E_p=851, 948, 1593, 1721, 1835$ кэВ составляющие РПС, распадаются преимущественно на основное состояние [19–23]. Значения спина и чётности I^π для этих резонансов известны [18] и равны $I^\pi=5/2^+$ или $3/2^+$, т.е., это значит, что γ -переходы с резонансного на основное состояние ($I^\pi=3/2^+$) являются М1-переходами. В связи с этим мы провели цикл измерений, связанных с идентификацией и определением положения ЦТ, тонкой структуры и полной силы МДР в ядре ^{23}Na .

С этой целью нами измерена функция возбуждения реакции $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ в интервале энергий протонов $E_p=0,8$ –2,5 МэВ (рис.1). В ядре ^{23}Na существует резонанс с $E_p=1278$ кэВ, сила и схема распада которого хорошо известны $S=21\pm 1$ эВ [16, 22], поэтому силы впервые исследуемых резонансов удобно определять из относительных измерений. Толщину мишени ξ , можно выразить через тормозную способность вещества ϵ : $\xi=nt_M\epsilon$, где n – число атомов на 1г вещества мишени, t_M – толщина мишени в г/см².

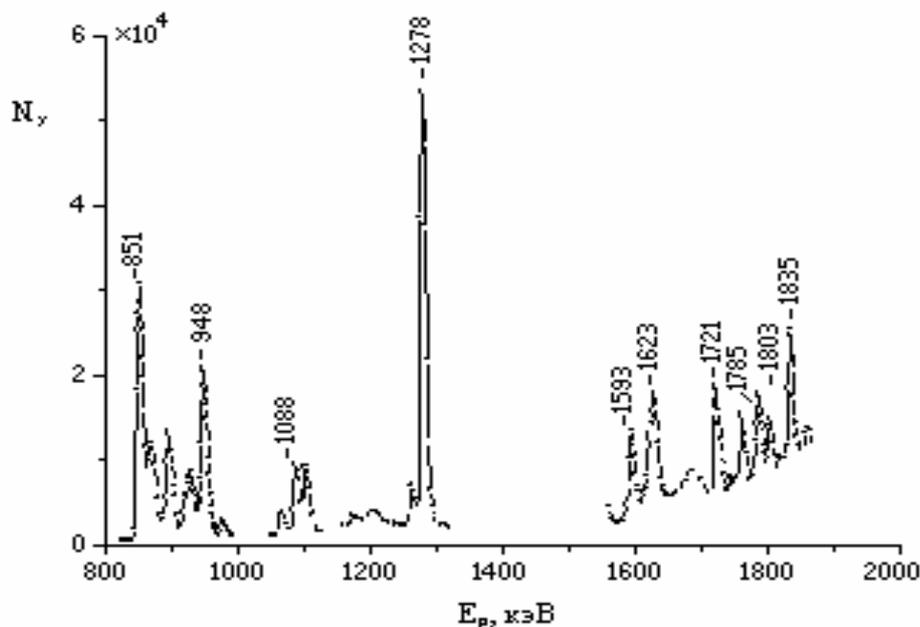


Рис.1. Функция возбуждения реакции $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$.
 N_γ – выход γ -квантов на 100 мкКл.

Подробно метод определения силы резонансов для тонкой мишени описан в [22, 23]. Силы резонансов определены из сравнения интенсивностей γ -линий от распада резонансных уровней с интенсивностью γ -линий с $E_\gamma=9576$ кэВ, соответствующей переходу с резонансного уровня при $E_p=1278$ кэВ ($E^*=10016$ кэВ) на состояние 440 кэВ. Детектор располагался на расстоянии 2 см от мишени под углом 55° . Измерения во всём энергетическом диапазоне проводили в одних и тех же экспериментальных условиях, что позволило исключить зависимость результата от угла, числа протонов, попавших на мишень, и от толщины мишени:

$$\frac{S_1}{S_2} = \frac{N_{\gamma_1} E_{\gamma_1} b_2 \eta_2}{N_{\gamma_2} E_{\gamma_2} b_1 \eta_1}, \quad (1)$$

где $N_{\gamma 1}$, $N_{\gamma 2}$ – выход γ -квантов (площадь под γ -линией) для первого и второго резонансов соответственно; $E_{\gamma 1}$, $E_{\gamma 2}$ – значения резонансной энергии протонов в лабораторной системе; b_1 , b_2 – коэффициенты ветвления изучаемых γ -переходов; η_1 , η_2 – абсолютная эффективность регистрации γ -квантов детектором, регистрируемых в первом и втором резонансах соответственно. Результаты настоящих измерений представлены в таблице ($S_{\text{ср}}$ – среднее взвешенное). Коэффициенты ветвления b для данных линий хорошо известны [16].

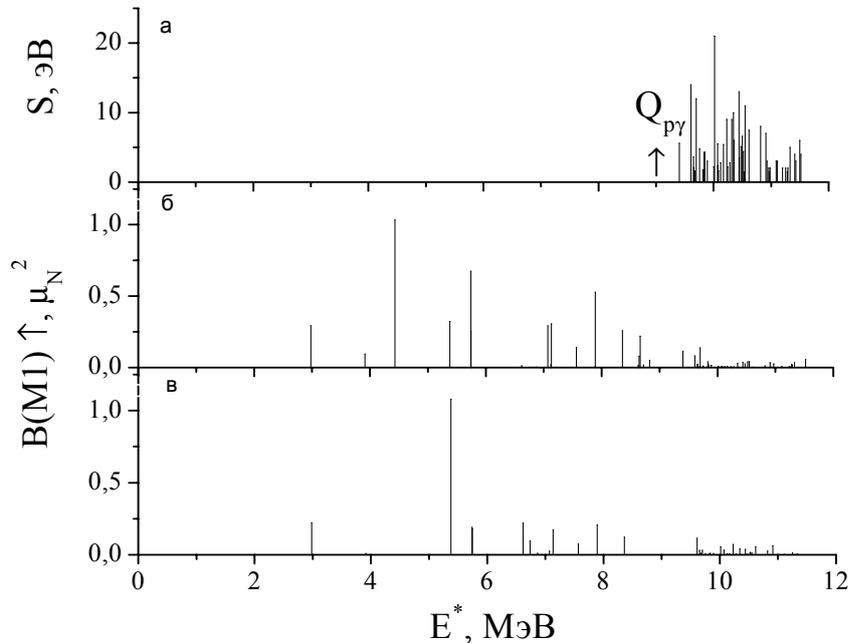


Рис.2. Гамма-распад резонансноподобной структуры из реакции $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$:

а) Силы резонансов;

б) Приведенные вероятности $V(M1)$ с основного состояния ядра ^{23}Na ;

в) Приведенные вероятности $V(M1)$ с первого возбуждённого состояния ядра ^{23}Na 440 кэВ.

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

В результате проведенных измерений была обнаружена резонансноподобная структура (рис.2а), подобная той, которая наблюдается в ядрах $^{35,37}\text{Cl}$, ^{27}Al , исследованных нами ранее [13–15]. Во всех предыдущих случаях [11–15] РПС имели сложную структуру. Состояния из этой РПС принадлежали как МДР основного состояния, так и МДР, «построенному» на возбуждённых состояниях. И только в одном случае ^{34}Cl ЦТ РПС определялся состояниями МДР на возбуждённом состоянии. Окончательный вывод о природе наблюдаемой РПС в ядре ^{23}Na может быть сделан после установления всех квантовых характеристик резонансных состояний, составляющих эту РПС, и изучения её γ -распада.

Известно [21 с. 124–132], что приведенную вероятность $V(M1)$ γ -перехода можно определить через Γ_γ ($V(M1) = 0,866 \times 10^2 \Gamma_\gamma / E_\gamma^3$). А принимая во внимание, что $S_i = (2I_i + 1) \Gamma_\gamma$ и $\Gamma_\gamma = \Gamma_\gamma b_i$, так как $\Gamma_\gamma \ll \Gamma_p$, и учитывая принцип детального равновесия ($V(M1)_{i \uparrow} = [(2I_i + 1) / 2I_f + 1] V(M1)_{i \downarrow}$), можно получить:

$$V(M1)_{i \uparrow} = \frac{86,6}{(2I_f + 1)} \frac{b_{if} S_i}{E_{\gamma_{if}}^3} \mu_N^2, \quad (2)$$

где i – начальное состояние (резонансное); f – конечное состояние; b_{if} – коэффициент ветвления для γ -перехода между начальным и конечным состоянием; S_i – силы резонансных состояний ($S = (2I_i + 1) 4\pi^2 \epsilon N_\gamma / (\pi \lambda^2 \xi N_p b \eta W(\theta))$), где ϵ – тормозная способность мишени в единицах энергии, умноженной на $\text{см}^2/\text{атом}$; λ – длина волны налетающей частицы; N_γ – выход гамма-квантов данной энергии; ξ – толщина мишени в единицах энергии; N_p – число протонов, попавших на мишень; b – коэффициент ветвления; η – абсолютная эффективность детектора; $W(\theta)$ – коэффициент, учитывающий эффект углового распределения гамма-квантов.; I – спин состояния; $E_{\gamma_{if}}$ – энергия γ -перехода между начальным и конечным состоянием; $V(M1)_{i \uparrow}$ – вероятность M1-перехода из конечного состояния в начальное состояние.

В области энергий возбуждения ниже порога (p,γ) -реакции выражение (2) принимает вид:

$$B(M1)_{\uparrow} = 0,57 \frac{(2I_i + 1)b_{if}}{(2I_f + 1)\tau_{m_i} E_{\gamma_i}^3} \mu_N^2, \quad (3)$$

где τ_{m_i} – среднее время жизни возбуждённого состояния.

При рассмотрении переходов на основное состояние выражения (2) и (3) принимают следующий вид:

$$B(M1)_{0_i} \uparrow = 21,65 \frac{b_{0_i} S_i}{E_{\gamma_{0_i}}^3} \mu_N^2, \quad (4)$$

$$B(M1)_{0_i} \uparrow = 14,2 \frac{(2I_i + 1)b_{0_i}}{\tau_{m_i} E_{\gamma_{0_i}}^3} \mu_N^2. \quad (5)$$

Выражения (4) и (5) были использованы для получения распределения вероятности магнитных дипольных γ -переходов на основном состоянии. Рассчитанные вероятности γ -переходов $B(M1)$, согласно выражениям (4) и (5), приведены на рис.2б. Силы (S) резонансов при $E_p = 851, 948, 1593, 1721, 1835$ кэВ взяты из таблицы. Для остальных же резонансов использовались значения силы, коэффициенты ветвления и средние времена жизни из [16–18]. Для состояний, у которых известны не все квантовые характеристики, приведена оценка верхнего предела величины $B(M1)$. Как видно из рис.2б, полученное распределение имеет резонансный характер. Положение центра тяжести МДР, получено равным $5,6 \pm 0,2$ МэВ.

Таблица. Силы резонансов в реакции $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$

$E_p(E^*), \text{кэВ}$	$E_i^* \rightarrow E_f^*, \text{кэВ}$	$E_{\gamma}, \text{кэВ}$	$b, \%$ [16]	$S, \text{эВ}$	$S_{\text{ср}}, \text{эВ}$	$S, \text{эВ}$ [17]	$S, \text{эВ}$ [19]
1278(10016)	10016→440	9576	16	–	–	21±1	–
851(9608)	9608→0	9608	24	14,8±1,2	13,7±0,9	12	–
	→440	9168	44	13,0±1,0	–	–	–
948(9701)	9701→0	9700	48	8,2±0,7	8,2±0,6	9,9	–
	→440	9261	30	8,2±1,3	–	–	–
1088(9835)	9835→0	9835	40	5,3±0,4	4,9±0,4	4,8	3,0±1,1
	→440	9395	14	4,1±0,5	–	–	–
	→2391	7444	12	5,0±0,5	–	–	–
1593(10318)	10318→0	10318	15	7,6±0,8	7,2±0,4	10	5,2±1,8
	→440	9878	34	7,0±0,5	–	–	–
	→2640	7678	20	7,8±1,5	–	–	–
1623(10346)	10346→440	9906	28	5,3±0,4	5,2±0,4	9,1	4,9±1,8
	→2076	8270	15	4,9±0,8	–	–	–
1721(10440)	10440→0	10438	15	7,0±0,8	6,9±0,5	13	6,5±2,6
	→440	9998	20	7,0±0,8	–	–	–
	→2982	7456	36	6,7±0,8	–	–	–
1785(10501)	10501→0	10501	53	5,8±0,6	5,6±0,5	6,6	3,5±1,2
	→440	10061	25	5,4±0,7	–	–	–
1803(10519)	10519→0	10519	48	3,4±0,4	3,6±0,3	4,4	2,5±0,9
	→440	10079	28	3,9±0,5	–	–	–
1835(10549)	10549→0	10548	20	9,9±1,0	10,5±0,6	11	7±4
	→440	10108	9	10,7±1,2	–	–	–
	→2391	8157	9	10,7±0,8	–	–	–

Центр тяжести МДР на основном состоянии находится в области энергии возбуждения, ожидаемой для ядер с незаполненной $d_{5/2}$ -подоболочкой (рис.3), т.е. определяется только энергией спин-орбитального расщепления в отличие от ядер с заполненной $d_{5/2}$ -подоболочкой, где на положение центра тяжести МДР-резонанса влияет величина $np(pp)$ -спаривания [13].

Как видно из рис.2б, состояния РПС не принадлежат состояниям M1-резонанса на основном состоянии, поэтому был проведен дополнительный анализ с целью получения M1-распределения на первом возбужденном состоянии $E^*=440$ кэВ. В этом случае выражения (2) и (3) принимают вид:

$$B(M1)_{1i} \uparrow = 14,2 \frac{b_{1i} S_i}{E_{\gamma_i}^3} \mu_N^2, \quad (6)$$

$$B(M1)_{1i} \uparrow = 9,5 \frac{(2I_i + 1)b_{1i}}{\tau_{m_i} E_{\gamma_i}^3} \mu_N^2. \quad (7)$$

Рассчитанные вероятности $B(M1)$, согласно выражениям (6) и (7), приведены на рис.2в. Из этого рисунка видно, что полученное распределение вероятностей магнитных дипольных γ -переходов на первом возбужденном состоянии тоже имеет резонансный характер. Положение ЦТ МДР получено равным $6,0 \pm 0,3$ МэВ. ЦТ МДР на первом возбужденном состоянии отличается на 400 кэВ от ЦТ МДР на основном состоянии и соответствует гипотезе Бринка-Акселя. Как следует из гипотезы Бринка-Акселя, МДР на каком-либо возбужденном состоянии должен находиться выше по энергии возбуждения, чем МДР на основном состоянии, на величину, равную энергии возбуждения данного уровня. Состояния РПС в ^{23}Na не принадлежат состояниям МДР на первом возбужденном состоянии рис.2в, поэтому необходим дальнейший анализ γ -переходов на высоковозбужденные состояния для определения природы состояний РПС в ^{23}Na .

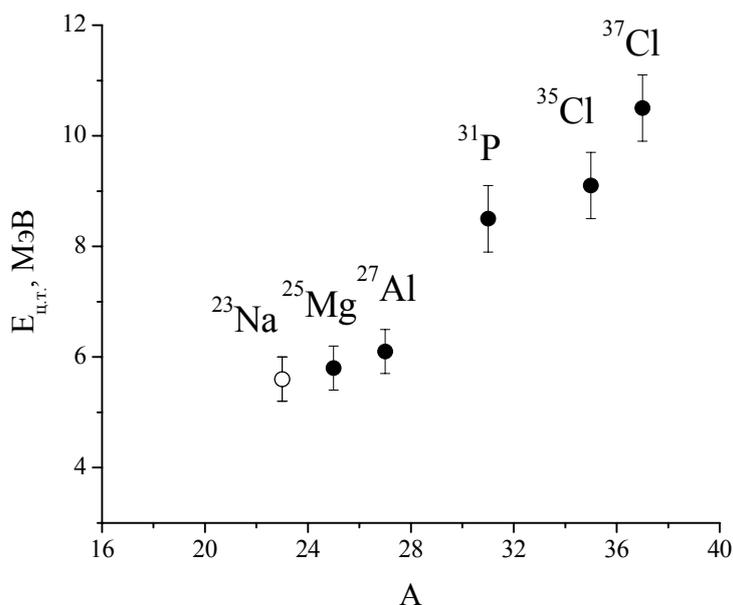


Рис.3. Положение центра тяжести M1-резонанса в нечётных ядрах sd-оболочки.
 ^{23}Na – настоящая работа.

ВЫВОДЫ

Изучен γ -распад резонансоподобной структуры, наблюдаемой в реакции $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$. Измерены функция возбуждения данной реакции в интервале энергий ускоренных протонов $E_p=0,8-2,5$ МэВ, спектры γ -квантов, образующихся при распаде резонансов при $E_p=851, 948, 1278, 1593, 1721, 1835$ кэВ, составляющих данную РПС.

Из анализа экспериментальных данных определены силы резонансных состояний и приведенные вероятности γ -переходов.

Получено распределение вероятностей M1-переходов на основном и первом ($E^*=440$ кэВ) возбужденном состояниях ядра ^{23}Na , которые носят резонансный характер. Положение центра тяжести МДР на основном состоянии получено равным $E_0=5,6 \pm 0,2$ МэВ и находится в области энергии возбуждения, ожидаемой для ядер с незаполненной $d_{5/2}$ -подоболочкой, т. е. определяются только энергией спин-орбитального расщепления, в отличие от ядер с заполненной $d_{5/2}$ -подоболочкой, где на положение центра тяжести МДР влияет величина $np(pp)$ -спаривания.

Положение центра тяжести МДР на первом возбуждённом состоянии найдено равным $E_1=6,0\pm 0,3$ МэВ и находится на 400 кэВ выше по энергии возбуждения, чем МДР на основном состоянии, что соответствует гипотезе Бринка-Акселя.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Б.С. Ишхинов, Н.П. Юдин, Р.А. Эрамжян // Гигантские резонансы в атомных ядрах. ЭЧАЯ. – 2000. – Т. 32. – Вып. 2. – С. 313.
2. S. Raman, L.W. Fagg, R.S. Hicks. Giant magnetic resonance In: Speth. J. Electric and magnetic giant resonances in nuclei. Singapore // World. – Scintific. – 1991. – P. 355–533. (International review of nuclear physics V.7)
3. L.W. Fagg Electroexcitation of nuclear magnetic dipole transitions // Rev. Mod. Phys. – 1975. – V. 47. – P. 683–694.
4. U.E.P. Berg, K.A. Acksermann, K. Bangert at al. Bound state M1 transitions in sd-shell nuclei // Phys. Lett. – 1984. – V. 140. – P. 297–322.
5. V. 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. 137–141.
6. В.Н. Ткачёв, И.Н. Бозов, С.П. Камарджиев. М1–переходы в сферических ядрах // ЯФ. – 1976. – Т. 24. – С. 715–719.
7. И.Н. Борзов, В.Н. Ткачёв. Гигантские мультипольные резонансы в ядрах // Изв. АН СССР, сер. Физ. – 1977. – Т. 41. – С. 1263–1268.
8. Л.А. Малов, В.Г. Соловьёв. Е λ –гигантские резонансы в деформированных ядрах // ЭЧАЯ. – 1980. – Т. 11. – С. 301–312.
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. 388–400.
10. Ю.В. Гапонов, Ю.С. Лютостанский. Микроскопическое описание гамов-телеровского резонанса и коллективных изобарических 1^+ –состояний сферических ядер // ЭЧАЯ. – 1981. – Т. 12. – С. 1324–1328.
11. А.С. Качан, Б.А. Немашкало, В.Е. Сторижко. М1–резонанс в ядрах sd–оболочки // ЯФ. – 1989. – Т. 49. – С. 367–371.
12. А.С. Качан, Б.А. Немашкало, А.Н. Водин, Р.П. Слабоспицкий. О положении М1–резонанса в нечётно-нечётном ядре ^{34}Cl // ЯФ. – 1992. – Т. 55. – С. 2321–2327.
13. А.С. Качан, А.Н. Водин, В.М. Мищенко, Р.П. Слабоспицкий. Тонкая структура М1–резонанса в ядре ^{35}Cl // ЯФ. – 1996. – Т. 59. – С. 775–779.
14. А.С. Качан и др. Поиск и изучение тонкой структуры М1–резонанса в ядрах ^{37}Cl и ^{31}P // Изв. РАН. Сер. Физ. – 1998. – Т. 62. – №1. – С. 48–53.
15. А.С. Качан и др. Поиск и изучение тонкой структуры М1–резонанса в ядре ^{27}Al // Изв. РАН. Сер. Физ. – 1999. – Т. 63. – №5. – С. 1027–1038.
16. P.M. Endt. Energy levels of $A = 21$ –44 nuclei // Nucl. Phys. – 1990. – V. A521. – P. 65–88.
17. J.J.A. Smit, J.P.L. Rienecke, M.A. Meyer at al. A study of the $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ reaction in the energy region $E_p=1,1$ to 2,0 MeV // Nucl. Phys. – 1979. – V. A318. – P. 111–116.
18. M.A. Meyer, J.J.A. Smit. The excited states of ^{27}Al // Nucl. Phys. – 1982. – V. A377. – P. 15–18.
19. Z.B. Du Toit, P.R. D Kock, W.L. Mouton. Resonance strength, Branching ratios and mean lifetimes of nuclear energy levels in ^{23}Na // Z. Phys. – 1971. – V. 246. – P. 170–182.
20. R. Vodhanel, M.K. Brussel, R. Moreh at al. Strong M1 transition in ^{23}Na below 10 MeV // Phys. Rev. – 1984. – V.C29. – P. 409–415.
21. О. Бор, Б. Мотгельсон. Структура атомного ядра. М.: Мир, 1971. – 456 с.
22. 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. 579–586.
23. B.M. Paine, D.G.V. Sargood. (p, γ) resonance strength in sd shell // Nucl. Phys. – 1979. – V. A331. – P. 389–398.

FINE STRUCTURE OF THE M1 RESONANCE IN ^{23}Na

A.S. Kachan, I.V. Kurguz, I.S. Kovtunenکو, V.M. Mischenکو

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

Gamma-decay of the resonance-like structure observed in the $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ reaction in the energy range $E_p=0.8$ –2.5 MeV of accelerated protons was studied. Excitation function, γ -ray spectra were measured for resonances at $E_p = 851, 948, 1278, 1593, 1721, 1835$ keV, which composed this resonance-like structure. The M1 resonance built on the ground state and on the excited state 440 keV of ^{23}Na is identified. The position and total strength of the M1 resonance on the ground state is explained by taking into account pairing forces.

KEY WORDS: the $^{22}\text{Ne}(p,\gamma)^{23}\text{Na}$ reaction, M1 resonance, M1 transition, pairing-energy, giant resonance.