нанса); при дальнейшем увеличении α кривая сглаживается и переходит в кривую, характеризующую один нерасщепленный резонанс.

Поскольку наблюдается сильная зависимость угловых распределений и поляризации фотоэлектронов от энергетического разрешения, то для правильной интерпретации соответствующих экспериментальных данных необходимо как можно точнее знать аппаратную функцию. Тем не менее из-за того, что ширины резонансных структур в энергетической зависимости параметров $\beta(E)$ и $P(E)$ могут быть намного больше ширин узких резонансов фотопоглощения, измерения величин $\widetilde{\Gamma}_\lambda$ и $\widetilde{\Delta}_\lambda$, которые можно проводить даже с грубым разрешением, позволяют получать информацию о важных спектроскопических характеристиках АС.

В данной работе был рассмотрен простейший случай двух резонансов одной конфигурации с одинаковыми орбитальными моментами. Более сложная картина должна наблюдаться в случае трех и большего числа резонансов, не принадлежащих одному мультиплету и имеющих существенно разные ширины распада.

Авторы благодарят проф. В. В. Балашова за многочисленные полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Brehm B., Höfler K.//Phys. Lett., 1978. 68A. P. 437—440. [2] Heinzmann U., Heuer H., Kessler J.//Phys. Rev. Lett., 1975. 34, N 8. P. 441—444. [3] Heckenkamp Ch., Schäfers F., Schönhense G., Heinzmann U.//Phys. Rev. 1985. A32. P. 1252—1269. [4] Amusia M. Ya., Kheifets A. S.//Phys. Lett. 1982. 89, N 9. P. 437—439. [5] Черепков Н. А.//Опт. и спектр. 1980. 49, № 6. С. 1067—1075. [6] Kabachnik N. M., Sazhina I. P.//J. Phys. 1976. B9. P. 1681—1697. [7] Fano U.//Phys. Rev. 1961. 124. P. 1866—1878. [8] Connerade J. P., Carton W. R. S., Manfield M. W. D.//Astrophys. J. 1971. 165. P. 203—212. [9] Wolff H. W., Radler K., Stonntag G., Haensel R.//Z. Phys. 1972. 257. P. 353—368. [10] Breuckmann E., Breuckmann B., Melhron W., Schmitz W.//J. Phys. 1977. B10. P. 3135—3150. [11] Theodosiou C. E.//Phys. Rev. 1977. A16, N 6. P. 2232—2247. [12] Petrini D.//J. Phys. 1981. B14. P. L617—L621.

Поступила в редакцию
04.12.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1987. Т. 28, № 1

УДК 539.172.3

НУКЛОННЫЕ ВЕТВИ И ПОЛУПРЯМОЙ МЕХАНИЗМ РАСПАДА ГИГАНТСКОГО РЕЗОНАНСА ЯДРА ^{23}Na

А. С. Габелко, К. М. Иргашев, Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, И. М. Пискарев

(НИИЯФ)

Целью работы является получение с помощью метода, подробно изложенного в работе [1], вероятности полупрямых распадов в отдельных парциальных фотонуклонных каналах для ядра ^{23}Na. Метод использует экспериментальные данные о парциальных фотонуклонных сечениях $\sigma(\gamma, p_i)$ и $\sigma(\gamma, n_i)$ (индекс i относится к определенному состоянию конечного ядра $(A-1)$), спектроскопических характеристиках заселяемых состояний из реакций однонуклонной передачи и выражения для ширины $\Gamma^{\uparrow}$ полупрямого распада, вытекающие из R-матричной теории. В данной работе используется вариант метода, применяемый для анализа проинтегрированных по энергии парциальных фотонуклонных сечений $\sigma^{\text{int}}(\gamma, \varkappa_i) = \int_0^{E_m} \sigma(\gamma, \varkappa_i)\, dE_\gamma$, где $\varkappa = p, n$, E_m — максимальная энергия фотона.

Имеющиеся экспериментальные данные о $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$ и $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_i)$ для ядра ^{23}Na [2, 3] относятся к области дипольного гигантского резонанса (ДГР) и приведены в табл. 1, 2. ДГР ядра ^{23} Na формируют

Таблица 1

Интегральные сечения $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$ реакции ^{23}Na (γ, p_i) ^{22}Ne и их полупрямые компоненты $\sigma^{\text{int}}_{ph}(\gamma, p_i)$ в МэВ·мб/ср

Характеристики уровней ядра ^{22}Ne					$\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_i)$		
Номер i	Энергия E_i, МэВ	Спин, четность, изоспин J^π, T	Конфигурация дырки $(nlj)^{-1}$	Спектроскопический фактор S^-	$E_m = 32$ МэВ [3]	$E_m = 29{,}5$ МэВ [2]	$\sigma^{\text{int}}_{ph}(\gamma, p_i)$
0	0	0^+, 1	$1d_{3/2}$	0,12	—	0,32*	0,32
1	1,27	2^+, 1	$1d_{5/2}$	1,73	1,65±0,3	1,87*	0,8—1,7
2	3,36	4^+, 1	$1d_{5/2}$	0,62	0,73±0,15	1,72	0,15—0,3
3	4,46	2^+, 1	$2s_{1/2}$ $1d_{5/2}$	0,16 0,34	0,56±0,15	2,45	⩽0,4 0,05—0,1
4	5,15	2^-, 1		2,6	0,75±0,3		0,8
5	5,34	1^+, 1			(0,08±0,03)		0
6	5,37	2^+, 1			0,28±0,1		0
8	5,64	3^+, 1			0,25±0,12		0
10	6,12	2^+, 1			0,22±0,12		0

Звездочкой отмечены сечения, использованные в качестве опорных.

нуклонные переходы $1p \to 1d2s$ и $1d2s \to 1f2p$. Полупрямой нуклонный распад будет приводить к заселению таких состояний конечных ядер ^{22}Ne и ^{22}Na, которые являются дырочными относительно исходного ядра ^{23}Na. Дырочные конфигурации заселяемых при фоторасщеплении ^{23}Na состояний конечных ядер и величины соответствующих спектроскопических факторов S^- [4, 5, 6] приведены в табл. 1, 2.

ДГР несамосопряженного ядра $(N \neq Z)$ формируется из двух изоспиновых компонент с $T_< = T_0$ и $T_> = T_0 + 1$, где $T_0 = (N - Z)/2$. Поэтому при анализе интегральных сечений его удобно представить в виде двух состояний — с $T_q = T_<$ и $T_>$, — вбирающих в себя всю вероятность $E1$-переходов. Энергии этих состояний $E_<$ и $E_>$ равны центрам тяжести соответствующих изоспиновых компонент. Тогда отношение полупрямых компонент интегральных фотонуклонных сечений заселения i-го и k-го состояний конечных ядер, обозначаемых $\sigma^{\text{int}}_{ph}(\gamma, \varkappa_i)$ и $\sigma^{\text{int}}_{ph}(\gamma, \varkappa_k)$, можно записать в следующем виде [1]:

$$\frac{\sigma^{\text{int}}_{ph}(\gamma, \varkappa_i)}{\sigma^{\text{int}}_{ph}(\gamma, \varkappa_k)} = \frac{\sigma_< \Gamma^\uparrow_<(i) + a\sigma_> \Gamma^\uparrow_>(i)}{\sigma_< \Gamma^\uparrow_<(k) + a\sigma_> \Gamma^\uparrow_>}, \tag{1}$$

где $\sigma_<$, $\sigma_>$ — вероятности возбуждения $T_<$- и $T_>$-состояний, образующих ДГР, а $\Gamma^\uparrow_<(i,k)$ и $\Gamma^\uparrow_>(i,k)$ — ширины их полупрямого распада на i-е и k-е состояния конечных ядер. Константа $a=\Gamma_{<}/\Gamma_{>}$, где $\Gamma_{<}$ и $\Gamma_{>}$ — полные (с учетом не только полупрямой, но и предравновесной и равновесной компонент нуклонного распада) ширины $T_{<}$- и $T_{>}$-состояний.

Правая часть соотношения (1) может быть рассчитана, и, следовательно, зная вероятность полупрямых процессов в одних парциальных фотонуклонных каналах, можно вычислить ее и для других. Вместо $\sigma_{<}$ и $\sigma_{>}$ в выражении (1) можно использовать вероятности воз-

Таблица 2

Интегральные сечения σ^{int} (γ, n_i) реакции ^{23}Na (γ, n_i) ^{22}Na [3] и их полупрямые компоненты σ^{int}_{ph} (γ, n_i) в МэВ·мб/ср

Характеристики уровней ядра ^{22}Na					$\sigma^{int}(\gamma, n_i)$ [3]	$\sigma^{int}_{ph}(\gamma, n_i)$
i	E_i, МэВ	J^{π}, T	$\mid nlj)^{-1}$	S^{-}		
0	0	3^+, 0	$1d_{5/2}$	0,97	—	1,56
1	0,58	1^+, 0	$1d_{5/2}$	0,39	—	0,42
2(0)	0,66	0^+, 1	$1d_{3/2}$	0,12	—	0,4—0,6
3	0,89	4^+, 0	$1d_{5/2}$	0,94	0,76±0,2	0,8
4	1,53	5^+, 0	—	—	0,07±0,02	0
6(1)	1,95	2^+, 1	$1d_{5/2}$	1,73	0,76±0,12*	0,8
7	1,98	3^+, 0	$1d_{5/2}$	0,58	0,17±0,05	0,17
8	2,21	1^-, 0	$1p_{1/2}$	0,53	0,20±0,08*	0,23
9	2,57	2^-, 0	$1p_{1/2}$	0,41	0,24±0,06*	0,21
11	3,06	2^+, 0	$1d_{5/2}$	0,07	0,14±0,07	0,004
14	3,94	1^+, 0	$2s_{1/2}$	0,07	0,09±0,02	≤0,08
15(2)	4,07	4^+, 1	$1d_{5/2}$	0,62	0,11±0,04	0,1
16	4,30	(0^-), 0	—	—	0,18±0,08	0
17	4,32	1^+, 0	—	—	0,08±0,04	0
18	4,36	2^+, 0	$\left\{\begin{matrix} 2s_{1/2} \\ 1d_{5/2} \end{matrix}\right.$	$\left.\begin{matrix} 0,05 \\ 0,05 \end{matrix}\right\}$	0,08±0,02	$\left\{\begin{matrix} \leqslant 0,01 \\ 0,001 \end{matrix}\right.$
20	4,52	$7^+(5^+)$, 0	—	—	0,09±0,03	0
21	4,58	$2^-(0^-—3^-)$, 0	$1p_{(1/2)}$	0,67	0,14±0,06	0,2
23	4,71	5^+, 0	—	—	0,08±0,03	0
27(3)	5,17	$(1,2)^+$, 1	$\left\{\begin{matrix} 2s_{1/2} \\ 1d_{5/2} \end{matrix}\right.$	$\left.\begin{matrix} 0,16 \\ 0,34 \end{matrix}\right\}$	0,48±0,15*	$\left\{\begin{matrix} \leqslant 0,5 \\ 0,02 \end{matrix}\right.$
—	5,96	2^-, 1	$1p_{1/2}$	2,6	—	0,1—0,3

Звездочкой отмечены сечения, использованные в качестве опорных; для уровней с $T=1$ в скобках в первой колонке указан номер соответствующего изобараналогового уровня ядра ^{22}Ne.

буждения $T_{<}$- и $T_{>}$-компонент ДГР, которые для ^{23}Na в соответствии с предсказаниями работы [8] равны 0,35 и 0,65 (для ^{23}Na $T_{<}=1/2$, а $T_{>}=3/2$). Формулы для вычисления $\Gamma^{\uparrow}_{<}(i, k)$ и $\Gamma^{\uparrow}_{>}(i, k)$ приведены в работе [1]. Константа $a=\Gamma_{<}/\Gamma_{>}$ неизвестна и является параметром расчета. Ее выбирают так, чтобы обеспечить наилучшее воспроизведение экспериментальных данных.

Центры тяжести переходов $1p \to 1d2s$ и $1d2s \to 1f2p$ для ядра ^{23}Na, так же как и для других ядер, $1d2s$-оболочки смещены относительно друг друга (т. е. имеет место так называемое конфигурационное расщепление ДГР [7]). Это расщепление для ^{23}Na составляет около 4 МэВ [7]. Заселение дырочных состояний в оболочке $1p$ происходит при распаде более высоко расположенной ветви ДГР, отвечающей переходам $1p \to 1d2s$. Дырочные состояния в $1d2s$-оболочке заселяются при распаде лежащей на 4 МэВ ниже ветви ДГР, отвечающей переходам $1d2s \to 1f2p$. Каждая из вышеупомянутых ветвей в свою очередь расщепляется по изоспину (на компоненты с $T_q = {}^1/_2$ и ${}^3/_2$), причем величина изоспинового расщепления в данном случае, согласно работе [9], также около 4 МэВ. Учитывая данные о положении по энергии дипольных переходов из разных оболочек для ^{23}Na [2, 7], мы использовали в расчетах следующие значения $E_<$ и $E_>$: для ветви $1d2s \to 1f2p$ $E_< = 17$ МэВ, $E_> = 21$ МэВ; для ветви $1p \to 1d2s$ $E_< = 21$ МэВ, $E_> = 25$ МэВ.

Протонные и нейтронные заселенности внешних подоболочек $1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$ и $1d_{3/2}$, а также полные числа нуклонов на этих подоболочках, необходимые для вычисления $\Gamma^{\uparrow}$, были найдены из данных реакций однонуклонной передачи (см. табл. 1 и 2). При этом для изобар-аналоговых пар уровней в ^{22}Ne и ^{22}Na (уровней с $T=1$), имеющих энергии соответственно 0 и 0,66; 1,27 и 1,95; 3,36 и 4,07; 5,15 и 5,96 МэВ, спектроскопические факторы S^- полагались одинаковыми.

Величина отношения (1) зависит от того, с каким орбитальным моментом l вылетают полупрямые нуклоны. Так, полупрямые нуклоны, вылетающие из оболочки $1f2p$ (такому распаду предшествует нуклонный переход в ядре $1d2s \to 1f2p$), могут иметь $l=1$ или 3. В расчетах степень смешивания по l для таких переходов варьировалась независимо для состояний $T_<$ и $T_>$ с помощью двух параметров $b_<$ и $b_>$, показывающих вероятность перехода нуклона на подоболочку с орбитальным моментом $l=3$.

Нуклоны из подоболочки $2s_{1/2}$ могут переходить лишь в оболочку $2p$, что приводит в случае полупрямого распада к вылету нуклонов с единственным значением $l=1$.

Важным этапом описываемого расчета является выбор опорных — парциальных сечений, доля полупрямых процессов в которых известна и из которых рассчитываются полупрямые компоненты остальных парциальных сечений.

Вся наблюдаемая в реакциях протонного подхвата спектроскопическая сила дырки в подоболочке $1d_{3/2}$ ядра ^{23}Na приходится на основное состояние ядра ^{22}Ne. Таким образом, это состояние нужно рассматривать как чистую протонную дырку в подоболочке $1d_{3/2}$ относительно основного состояния ядра ^{23}Na. Поэтому сечение реакции ^{23}Na$(\gamma, p_0)^{22}$Ne должно быть целиком обусловлено полупрямым распадом. Дополнительным аргументом в пользу этого является отчетливая корреляция между спектроскопическими факторами основных состояний конечных ядер — $(A-1, Z-1)$ и интегральными сечениями реакции (γ, p_0) для исследованных ядер $1d2s$-оболочки, в том числе и для ^{23}Na [10].

Уровень с $i=2$ ядра ^{22}Na является изобараналогом основного состояния ядра ^{22}Ne. Спектроскопическая сила нейтронной дырки в подоболочке $1d_{3/2}$ также целиком содержится в одном этом состоянии. Следовательно, и сечение реакции (γ, n_2) должно быть полностью обусловлено полупрямым распадом $(\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_2) = \sigma^{\text{int}}_{ph}(\gamma, n_2))$, и для его оценки нужно в качестве опорного сечения взять $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_0)$. Вне зависимости от величины параметра a возможные значения $\sigma^{\text{int}}_{ph}(\gamma, n_2)$, рассчитанные из $\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_0)$, оказываются заключенными в интервале 0,4—0,6 МэВ·мб/ср. Интервал неопределенности обусловлен незнанием параметров смешивания по орбитальному моменту $b_<$ и $b_>$.

Спектроскопическая сила как протонной, так и нейтронной дырки в подоболочке $1d_{5/2}$ ядра ^{23}Na распределена среди нескольких состояний. Наибольшая часть этой силы приходится на первое возбужденное состояние ядра ^{22}Ne и его изобараналог — уровень с i=6 ядра ^{22}Na. Поэтому доля полупрямых процессов в сечениях реакций (γ, p_1) и (γ, n_6) должна быть велика. Оба этих сечения могут быть использованы в качестве опорных для расчета полупрямых компонент сечений заселения уровней, содержащих примесь дырки в подоболочке $1d_{5/2}$.

Если в качестве опорного сечения взять $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_6)$, то это позволяет добиться хорошего воспроизведения экспериментальных данных в фотонейтронном канале, а для $\sigma_{ph}^{\text{int}}(\gamma, p_1)$ получить значение 0,8 МэВ·мб/ср. Для протонного канала был выполнен и другой вариант расчета, в котором в качестве опорного сечения использовалось $\sigma_{ph}^{\text{int}}(\gamma, p_1)=\sigma^{\text{int}}(\gamma, p_1)$. Оба варианта расчета дали для каждой из полупрямых компонент сечений реакций (γ, p_1), (γ, p_2) и (γ, p_3) соответственно два значения (для i=3 это нижние значения в фигурных скобках — см. табл. 1), которые и обусловили интервал неопределенности в окончательных оценках (меньшее значение получено пересчетом из нейтронного канала).

Как отмечалось, использование в качестве опорного сечения $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_6)$ позволило добиться хорошего воспроизведения экспериментальных данных в нейтронном канале распада ДГР для уровней, по которым разбрасывается нейтронная дырка в подоболочке $1d_{5/2}$. Приведенные в табл. 2 результаты для уровней с i=0, 1, 3, 6, 7, 11, 15, 18 и 27 (для последних двух уровней речь идет о нижнем значении в фигурных скобках) получены при a=0,7—0,8, $b_<$=0,98, $b_>$=1,0. Таким образом, расчет указывает на доминирующий вылет нуклонов с l=3. Уровни с i=3, 6, 7 и 15 заселяются практически целиком за счет полупрямых процессов. Этот же вывод должен быть справедливым и для сечений заселения самых нижних уровней ^{22}Na с i=0, 1, 2. Таким образом, полученные из этих уровней величины σ_{ph}^{int} можно рассматривать как оценки сечений их заселения.

Расчет полупрямых компонент сечений заселения уровней, содержащих примесь дырки в подоболочке $1p_{1/2}$, был выполнен отдельно для протонного и нейтронного каналов. Вся найденная в реакциях подхвата спектроскопическая сила протонной дырки в подоболочке $1p_{1/2}$ ядра ^{23}Na приходится на одно (i=4) состояние ядра ^{22}Ne. Величина c^2S^- для этого состояния равна 1,73±0,6 [4], что в пределах ошибок исчерпывает правило сумм для $1p_{1/2}$-дырки, равное двум. Поэтому состояние с i=4 для ^{22}Ne можно рассматривать как чистую протонную дырку и сечение его заселения считать полностью обусловленным полупрямым распадом ДГР.

Нейтронная дырка в подоболочке $1p_{1/2}$ ядра ^{23}Na распределена среди четырех состояний ядра ^{22}Na (i=8, 9, 21 и E_i=5,96 МэВ). В качестве опорного сечения для расчета нейтронного канала можно выбрать либо $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_8)$, либо $\sigma^{\text{int}}(\gamma, n_9)$, это дает практически один и тот же результат. Мы полагали, что суммарное сечение заселения уровней с i=8 и 9 (равное 0,44 МэВ·мб/ср) целиком обусловлено полупрямым распадом, что приводит к оценкам, представленным в табл. 2. Значения для i=8, 9, 21 не зависят от параметров a, $b_<$ и $b_>$; для уровня с E_i=5,96 МэВ указанный интервал в оценке учитывает возможные изменения этих параметров.

Полученный результат свидетельствует о том, что заселение уровней, по которым разбрасывается нейтронная дырка в подоболочке $1p_{1/2}$, происходит практически целиком за счет полупрямых процессов (для этих уровней выполняется соотношение (1) и после замены в нем σ_{ph}^{int} на σ^{int}). Кроме того, можно объяснить, почему в эксперименте не удалось наблюдать заселение уровня с $E_i=5{,}96$ МэВ, имеющего большое значение S^-. Из-за низкой кинетической энергии нейтронов, заселяющих этот уровень, величина σ_{ph}^{int} для него мала и находится на границе чувствительности опыта.

Спектроскопическая сила протонной дырки в подоболочке $2s_{1/2}$ ядра ^{23}Na концентрируется практически целиком на одном ($i=3$) состоянии ядра ^{22}Ne. Нейтронная дырка распределена среди трех ($i=14$, 18 и 27) состояний ^{22}Na. В качестве опорного сечения для оценки полупрямой компоненты интегральных сечений заселения перечисленных уровней было выбрано $\sigma^{int}(\gamma, n_{27})$. Во-первых, для уровня с $i=27$ значение $S^-(2s_{1/2})$ наибольшее и известно с наилучшей точностью. Во-вторых, возможный вклад в $\sigma_{ph}^{int}(\gamma, n_{27})$ за счет примеси в этом уровне дырки в подоболочке $1d_{5/2}$ очень мал — 0,02 МэВ·мб/ср, и им можно пренебречь. Следовательно, $\sigma_{ph}^{int}(\gamma, n_{27})$ обусловлено практически полностью примесью дырки в подоболочке $2s_{1/2}$.

Если считать, что $\sigma^{int}(\gamma, n_{27})$ полностью формируется за счет полупрямых процессов, то для сечений реакций (γ, p_3) и (γ, n_{14}) получаются оценки, близкие к экспериментальным значениям. Вместе с тем нет достаточно убедительных оснований считать, что $\sigma_{ph}^{int}(\gamma, n_{27}) = \sigma^{int}(\gamma, n_{27})$, поскольку уровень с $i=27$ лежит довольно высоко по энергии и сечение его заселения может содержать значительную неполупрямую компоненту. Поэтому приведенные в табл. 1, 2 значения σ_{ph}^{int} для реакций (γ, p_3), (γ, n_{14}), (γ, n_{18}) и (γ, n_{27}) целесообразно рассматривать лишь как оценки сверху.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Арзибеков У. Р. и др.//Ядерная физика. 1985. **42**. С. 1059—1072. [2] Ишханов Б. С. и др.//Ядерная физика. 1981. **33**. С. 581—590. [3] Габелко А. С. и др.//Ядерная физика. 1986. **44**, № 5 (11). С. 1145—1152. [4] Endt P. M.// Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1977. V. 19. P. 23—61. [5] Endt P. M., Van der Leun C.//Nucl. Phys. 1978. **A310**, N 1. [6] Ishkhanov B. S., Kapitonov I. M., Shumakov A. V.//Nucl. Phys. 1983. **A394**. P. 131—138. [7] Ишханов Б. С., Капитонов И. М., Неудачин В. Г., Эрамжян Р. А.//Физика элементарных частиц и атомного ядра. 1983. **14**. С. 286—328. [8] Fallieros S., Goulard B.//Nucl. Phys. 1970. **A147**. P. 593—600. [9] Akyüz R. Ö., Fallieros S.//Phys. Rev. Lett. 1971. **27**. P. 1016—1018. [10] Арзибеков У. Р. и др.// Ядерная физика. 1984. **40**. С. 1121—1130.

Поступила в редакцию
13.12.85