Письма в ЖЭТФ, том 26, вып. 5, стр. 408 – 412 *5 сентября 1977 г.*

ОБНАРУЖЕНИЕ ПРЯМОГО НЕЙТРОННОГО РАСПАДА ИАР РЕЗОНАНСНОЙ *p*, *n*-РЕАКЦИИ

Б.Я.Гужовский

Проведен анализ опубликованных данных по парциальным сечениям резонасных реакций $^{117,\,119}$Sn(*p*, *n*) ^{117,119}Sb на основе формулы, учитывающей вклад прямого нейтронного распада изобар-аналоговых резонансов, и впервые определены значения соответствующих парциальных ширин.

Эксперименты по возбуждению изобарических аналоговых резонансов (ИАР) нейтронами не привели пока к получению количественных данных о ширине прямого нейтронного распада $\Gamma_n^{\uparrow}$, которые можно было бы сравнить с предсказаниями теории [1]. Такое положение объясняется малостью ожидаемого резонансного эффекта и сложностью прецизионного нейтронного эксперимента.

Более перспективными представляются поиски прямого нейтронного распада аналоговых резонансов, возбуждаемых протонами. Но и на этом пути данные о $\Gamma_n^{\uparrow}$ не были получены, хотя парциальные сечения резонансной (*p*, *n*)-реакции исследовались во многих экспериментах. Отсутствие данные о $\Gamma_n^{\uparrow}$ объясняется прежде всего тем, что интерпретация экспериментов всюду проводилась в предположении чисто статистического характера нейтронного распада ИАР, т. е. в предположении, что $\Gamma_n^{\uparrow} = 0$. В этом случае резонансное парциальное сечение (p, n)-реакции имеет вид

$$\sigma_{pn}^{\text{рез}} = \pi\lambda\!\!\!^{-2} \frac{(2J+1)}{2(2I_0+1)} T_{plj}(E_p) \frac{\sum\limits_{lj} T_{nlj}(E_{ni})}{\sum\limits_{l'j'q'} T_{nl'j'}(E_{nq})} \times$$

$$\times \frac{\epsilon^2 - \frac{\Gamma^2}{4} + \Delta^2 - 2\Delta(E_p - E_R)}{(E_p - E_R)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}, \qquad (1)$$

где E_R, Γ, ϵ и Δ – параметры ИАР, J, I_0 и I – спины резонанса, ядра-мишени и уровней конечного ядра, соответственно. Суммирование проводится по всем коэффициентам проницаемости $T_{nlj}(E_{ni})$ для открытых каналов, индексы которых l и $j = l \pm 1/2$ удовлетворяют условиям: $|I - j| \leqslant J \leqslant |I + j|$ и $(-1)^l \Pi(I) = \Pi(J)$. Фактор $F(E_{ni}) = \sum\limits_{lj} T_{nlj}(E_{ni}) / \sum\limits_{l'j'q} T_{nl'j'}(E_{nq})$ в модели Хаузера – Фешбаха соответствует относительной вероятности нейтронного распада резонанса с квантовыми числами J^π на i-й уровень конечного ядра с I^π. Статистический характер распада ИАР в нейтронные каналы задается механизмом "внешнего" смешивания аналогового состояния с множеством соседних компаунд-ядерных состояний, распадающихся статистически во все открытые нейтронные каналы. Из (1) следует, что для всех переходов из данного ИАР $\sigma_{Ri} = \sigma(E_{ni}, E_p = E_R) = c\Sigma T_{nlj}(E_{ni})$. Эта простая связь между резонансным усилением и оптико-модельным набором $T_{nlj}(E)$, которая имеет место лишь при чисто статистическом нейтронном распаде ИАР, послужила отправной точкой для большого числа исследований, в которых зависимость T_{nlj} от J^π и I^π была использована для определения неизвестных значений I^π.

Анализ наших экспериментальных данных [2] и значений σ_{Ri} из опубликованных работ [3, 4] позволил выявить ряд случаев, когда условие статистичности распада $\sigma_{Ri} = c\Sigma T_{nlj}(E_{ni})$ не выполняется, а именно, наблюдается "избыточное" усиление σ_{Ri}, что можно объяснить вкладом прямого нейтронного распада ИАР. Действительно, парциальные ширины $\Gamma_{ni}^{\uparrow}$ определяются структурой таких простых состояний, как аналоговые, конфигурационные и т. п., поэтому их распределение может резко отличаться от статистического. В силу этого различия следует разделить статистический и прямой нейтронные распады и представить парциальное сечение в виде ($E_p = E_R$)

$$\sigma_{Ri} = 4\pi\lambda\!\!\!^{-2} g \Gamma_p \Gamma^{-2} (\Gamma_n^{\downarrow} F_{ni} + \Gamma_{ni}^{\uparrow}). \qquad (2)$$

После суммирования по всем открытым каналам ($\sum_i F_{ni} = 1$) получаем известное выражение для полного сечения:

$$\sigma_R = \sum_i \sigma_{Ri} = 4\pi\lambda^2 g\,\Gamma_p \Gamma^{-2}(\Gamma_n^{\downarrow} + \Gamma_n^{\uparrow}), \qquad \Gamma_n^{\downarrow} + \Gamma_n^{\uparrow} = \Gamma - \Gamma_p, \tag{3}$$

которое получается в теории ИАР [5] в случае малых значений T_p и Δ. Разность $\Gamma - \Gamma_p$ соответствует полной спредовой ширине ИАР, которую можно разделить на $\Gamma_n^{\downarrow}$ (статистический распад) и $\Gamma_n^{\uparrow}$ (прямой распад).

Экспериментальные и расчетные данные для $^{119,117}Sb$

$E_{ур}$ кэв	I^{π}	σ_{Ri} отн. ед.	$T_{nlj}^{опт}$	$T_{nlj}^{эксп}$	$T^{эксп}/T^{опт}$	$\Gamma_{ni}^{\uparrow}$ кэв
^{119}Sb;0	5/2$^+$	70 ± 5	0,756	1,173	1,55 ± 0,11	1,13
644	1/2$^+$	30 ± 4	0,500	0,503[1]	1,0 ± 0,13	–
700	3/2$^+$	27 ± 4	0,326	0,453	1,39 ± 0,21	0,34
1327	1/2$^-$	91 ± 6	0,770	1,307	1,54 ± 0,1	1,46
1339	3/2$^+$	—	0,220	0,220[2]	1,0	–
1413	3/2$^-$	78 ± 5	0,595	1,308	2,20 ± 0,14	1,93
1487	1/2$^-$	75 ± 5	0,764	1,258	1,65 ± 0,11	1,34
1646	5/2$^+$	31 ± 7	0,338	0,52	1,54 ± 0,35	0,49
1680	1/2$^+$	28 ± 3	0,405	0,47	1,16 ± 0,12	0,18
1750	3/2$^+$	12 ± 3	0,155	0,2	1,30 ± 0,32	0,12
1821	1/2$^+$	23 ± 4	0,390	0,386[1]	1,0 ± 0,17	–
1875	3/2$^+$	10 ± 6	0,130	0,168	1,29 ± 0,77	0,11
—	1/2$^+$	—	0,356	0,356[2]	1,0	–
2130	5/2$^+$	35 ± 7	0,190	0,231	1,22 ± 0,21	0,11
^{117}Sb;0	5/2$^+$	111 ± 5	0,436	0,770	1,77 ± 0,08	4,66
720	1/2$^+$	53 ± 3	0,367	0,367[1]	1,0 ± 0,18	–
925	3/2$^+$	21,5 ± 2	0,077	0,149	1,94 ± 0,18	1,01
1355	1/2$^-$	78 ± 8	0,590	0,540	0,91 ± 0,10	–

[1] Нормировочные значения $T^{эксп}$

[2] Принятые значения $T^{эксп}$ для одного из членов дублета.

Рассмотрим теперь в качестве примера результаты анализа по формулам (2) и (3) экспериментальных данных работы [3], где были измерены значения σ_{Ri} в реакциях $^{117,119}Sn(p, n)\ ^{117,119}Sb$ в районе ИАР с $J^{\pi} = 0^{+}$ ($E_R = 4{,}491$ *Мэв* и 4,642 *Мэв*), являющихся аналогами основных состояний ядер $^{118,120}Sn$. При распаде резонанса 0^{+} реализуется лишь одно значение $j = 1$, поэтому каждому переходу соответствует лишь одно значение T_{nlj}.

В таблице приведены энергии уровней $^{119,117}Sb$, их квантовые числа, экспериментальные значения σ_{Ri}, расчетные значения $T_{nlj}^{\text{опт}}$, экспериментальные значения $T_{nlj}^{\text{эксп}}$, полученные из σ_{Ri} путем нормировки по данным для уровней $½^{+}$ ($T_{nlj}^{\text{эксп}} = T_{no}^{\text{опт}}\ \sigma_{Ri}/\sigma_{Ro}$), отношения $T^{\text{эксп}}/T^{\text{опт}}$ и значения $\Gamma_{ni}^{\uparrow}$, вычисленные по формулам (2) и (3). Энергии уровней $E_{\text{ур}}$ и значения I^{π} уточнены и дополнены по последним спектроскопическим данным [6], так как точное знание всех уровней и их квантовых чисел является обязательным условием для однозначного выделения $\Gamma_{ni}^{\uparrow}$. Значения $T_{nlj}^{\text{опт}}(E_{ni})$ вычислены нами на основе оптического потенциала, описанного в [7], и их относительный ход повторяет данные [3]. Но в отличие от [3] нами сделана единая нормировка всех значений σ_{Ri} по значению T_{no} для каждого резонанса. Выбор уровней $½^{+}$ в качестве нормировочных не случаен: они надежно идентифицированы в прямых реакциях и γ-распадах, имеют сравнительно большие значения σ_{Ri} и в то же время отношения $\sigma_{Ri}/T_{nlj}^{\text{опт}}(E_{ni})$ для них минимальны.

Отношения $T^{\text{эксп}}/T^{\text{опт}}$ являются мерой резонансного усиления. Для восьми уровней $^{119,117}Sb$ (включая два нормировочных) отклонения от 1 не выходят за погрешности измерений, но для других восьми уровней характерно избыточное усиление: среднее значение $T^{\text{эксп}}/T^{\text{опт}} = 1{,}7$, а максимальное – 2,2.

Для получения абсолютных значений $\Gamma_{ni}^{\uparrow}$ и $\Gamma_{n}^{\uparrow}$ используем известные данные [4] по полному сечению $\sigma_R(E_p = E_R)$ и Γ: $\sigma_R = 8{,}8$ *мбн*, $\Gamma = 35$ *кэв* для $E_R = 4{,}642$ *Мэв* (^{120}Sb) и $\sigma_R = 5{,}5$ *мбн*, $\Gamma = 32$ *кэв* для $E_R = 4{,}491$ *Мэв* (^{118}Sb). Подставляя эти значения в (3), находим, что $\Gamma_n^{\downarrow} + \Gamma_n^{\uparrow} = 32{,}65$ *кэв* (для ^{120}Sb) и 30,75 *кэв* (для ^{118}Sb). Отношение $\Gamma_n^{\uparrow}/\Gamma_n^{\downarrow} = \Sigma(T^{\text{эксп}} - T^{\text{опт}})/\Sigma T^{\text{опт}}$, где суммирование проводится по всем открытым каналам, равно 0,283 для ^{120}Sb и 0,226 для ^{118}Sb, следовательно, $\Gamma_n^{\downarrow} = 25{,}45$ *кэв*, $\Gamma_n^{\uparrow} = 7{,}21$ *кэв* (^{120}Sb) и $\Gamma_n = 25{,}08$ *кэв*, $\Gamma_n = 5{,}67$ *кэв* (^{118}Sb). Парциальные ширины $\Gamma_{ni}^{\uparrow} = \Gamma_n^{\uparrow}\dfrac{\Delta T^{\text{эксп}}(E_{ni})}{\Sigma\Delta T^{\text{эксп}}}$ представлены в таблице. Среднее значение $\bar{\Gamma}_{ni}^{\uparrow} = 1{,}11 \pm 0{,}21$ *кэв*, максимальное – 4,66 *кэв*. По существу полученные значения $\Gamma_n^{\uparrow}$ и $\Gamma_{ni}^{\uparrow}$ являются нижними оценками ширин, так как при нормировке предполагалось, что для переходов $0^{+} \to ½^{+}$ $\Gamma_{ni}^{\uparrow} = 0$. Если же эти $\Gamma_{ni}^{\uparrow} > 0$, то и для остальных переходов ширины $\Gamma_{ni}^{\uparrow}$ следует увеличить. Точность значений ширин определяется как погрешность $T^{\text{эксп}}$, так и возможной систематической ошибкой в вычислении $\Sigma\, T^{\text{опт}}$ по всем открытым каналам из-за отсутствия точных данных об уровнях с большой энергией возбуждения.

Прямой нейтронный распад ИАР 0^{+} $^{118,120}Sb$ имеет селективный характер: он наиболее интенсивно заселяет одночастичные $5/2^{+}$ и $3/2^{+}$–состояния над заполненной оболочкой $Z = 50$, а также состояния с отрицательной четностью, которые, видимо, имеют структуру протон ($d^{3}/_{2}$, $d^{5}/_{2}$) + фонон (3^{-}).

Поступила в редакцию
30 июля 1977 г.

Литература

[1] В.Г.Губа, Д.Ф.Зарецкий, М.Г.Урин. Письма в ЖЭТФ, 21, 386, 1975.

[2] Б.Я.Гужовский, С.Н.Абрамович, А.Г. Звенигородский, С.В.Трусилло. ЯФ, 16, 225, 1972.

[3] R.Kernell, H.Kim, R.Robinson, C.Johnson, Nucl. Ph., A176, 449, 1971.

[4] H.Kim, R.Robinson. R.Kernell, C.Johnson. Phys. Rev. Lett., 119, 325, 1967.

[5] N.Auerbach, J.Hufner, A.Kerman, C.Shakin. Rev. Mod. Ph., 44, 48, 1972.

[6] R.Duffait, A.Charvet, R.Chery. Zs. f. Phys., A272, 315, 321, 1975.

[7] М.Н.Николаев, Н.О.Базазянц. Анизотропия упругого рассеяния нейтронов. М., Атомиздат, 1972.