

## О ВОЗБУЖДЕНИИ БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ УРОВНЕЙ С БОЛЬШОЙ НЕЙТРОННОЙ ШИРИНОЙ В ОБЛАСТИ ИЗОБАРАНАЛОГОВЫХ СОСТОЯНИЙ

*Б.А.Бенецкий, А.В.Клячко, В.В.Нефедов  
И.М.Франк, И.В.Штраух*

Приведены экспериментальные данные о взаимодействии нейтронов с  $\text{Pb}^{207}$ , указывающие на возбуждение двух нейтронных входных состояний в системе  $\text{Pb}^{207}$  при энергиях возбуждения  $23,95 \pm 0,20$  МэВ и  $24,50 \pm 0,20$  МэВ.

Ранее, в измерениях полных нейтронных сечений для  $\text{Pb}^{207}$  и сечений упругого рассеяния нейтронов на  $\text{Pb}$  [ 1], нами был обнаружен резонансный эффект при энергии нейтронов около  $E_n = 16,8$  МэВ, соответствующий входному нейтронному состоянию системы  $^{207}\text{Pb} + n$  с энергией  $\epsilon_x = 24,1$  МэВ. Этот результат был предположительно интерпретирован как проявление изобараналогового состояния (ИАС) ядра  $\text{Pb}^{208}$ . Вайденомюллером было отмечено вытекающее из данных [ 1] парадоксальное следствие — чрезвычайно большое значение упругой нейтронной ширины  $\Gamma_{n^0}$  для наблюдаемого резонанса. Мы повторили опыты, увеличив точность и расширив диапазон измерений. Источником нейтронов служила тритиево-титановая мишень, облучаемая дейтонами, ускоренными на каскадном генераторе. Энергетическое разрешение пучка нейтронов составляло в среднем 120 кэВ. Обогащение образцов  $\text{Pb}^{207}$  от 82. до 91%. Ход полных сечений измерялся с точностью в среднем 0,6% (в точке), их абсолютные значения — с точностью не хуже 2%. Сечение рассеяния на  $\text{Pb}$  измерялось относительно сечения на  $\text{Bi}$  (попеременно с двумя рассеивателями) с точностью около 3%. Такая постановка эксперимента служила дополнительной гарантией исключения систематических погрешностей. Был подтвержден вывод о резонансном ходе сечений с энергией для  $\text{Pb}^{207}$  и уточнен его характер. Ранее в интервале  $15,5 \leq E_n \leq 17,0$  МэВ эффект представлялся в виде пика на почти не зависящей от энергии подложке [ 1]. Измерения в более широком интервале (см. рисунок) показали, что в среднем сечение возрастает, и, если аппроксимировать его подбором параметров оптической модели, получим усредненный ход, показанный на рисунке кривой. Резонансные особенности проявляются как отклонения от нее в виде двух минимумов с максимумом между ними. Это, по-видимому, не противоречит работе [ 2], в которой резонансы не наблюдались, так как в условиях этого эксперимента из-за рассеяния нейтронов вперед ожидаемый эффект  $\pm 0,06$  би мог лежать в пределах ошибок.

Совокупность наших данных [ 3] хорошо описывается двумя близкими резонансами в сечениях для  $\text{Pb}^{207}$  при  $E_n = 16,65 \pm 0,20$  МэВ и  $E_n = 17,20 \pm 0,20$  МэВ ( $\epsilon_x = 23,9$  МэВ и  $\epsilon_x = 24,5$  МэВ) с полными ширинами  $\Gamma = 190 \pm 40$  кэВ и отношением упругих ширин к полному  $g \frac{\Gamma}{\Gamma_{n^0}} = 0,6 \pm 0,2$ . В измерениях Беловицкого и др. [ 4] был исследован протонный канал распада системы  $\text{Pb}^{207} + p$  в той же области  $\epsilon_x$ . В пределах точности 5% наблюдался плавный ход сечения ( $np$ -реакции, что говорит о малом значении отношения  $\Gamma_p/\Gamma$  у этих резонансов. По положению, ширинам и типу интерференций наблюдаемые нами состояния близки к двум ИАС ядра  $\text{Pb}^{208}$  со спином и четностью  $I^-$  [ 5].

Уровни с достаточно большими отношениями  $g \frac{\Gamma}{\Gamma_{n^0}}$  наблюдались и в других ядрах [ 6 — 8]. Данные о таких уровнях, интерпретированных как возбуждение ИАС нейтронами, приведены в таблице. Там же приведены некоторые данные из работ Гужовского (см., например, [ 9]), относящиеся к косвенной оценке прямых нейтронных ширин из

(pn)-реакции, а также наши результаты по Рb<sup>207</sup>. Для ядер Mg<sup>25</sup> и Si<sup>29</sup> нейтронный канал — единственный открытый, и поэтому  $\Gamma \approx \Gamma_{n0}$  (см. таблицу); однако, обращают на себя внимание абсолютные значения ширин, характерные для ИАС в этой области ядер, что указывает на слабое влияние запрета по изоспину на полную ширину  $\Gamma \approx \Gamma_{n0}$ . В более тяжелом Sb<sup>118</sup> прямая упругая ширина  $\Gamma_{n0}$  достигает 15%  $\Gamma$  (см. таблицу), а полная прямая ширина  $\Gamma_n$  для ряда ИАС ядра Mo<sup>94</sup> достигает (в среднем) 34%. Этот набор ядер указывает на то, что резонансы с большими прямыми нейтронными ширинами наблюдаются вблизи замкнутых оболочек или у ядер-мишеней с большой энергией присоединения нейтрона; как ИАС они относятся к аналогам возбужденных состояний материнских ядер. Расчет прямых  $\Gamma_n$  для Zr<sup>91</sup> и Рb<sup>208</sup> выполнен Уриным и др. (см., например, [10]). Оценка экспериментальных значений  $g \frac{\Gamma_{n0}}{\Gamma}$ , которые можно получить для Zr<sup>91</sup> на основании результатов [6], значительно превышает теоретическую, для Рb<sup>208</sup> в предположении ИАС превышение достигает 1500 раз. В обоих случаях эксперимент показывает, что  $\Gamma_p$  много меньше  $\Gamma_{n0}$ .

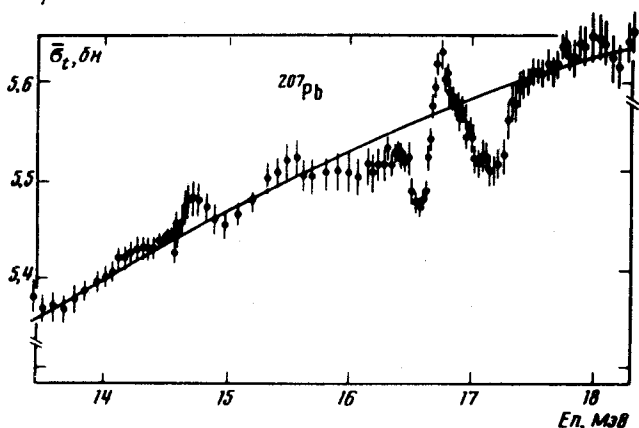
**Оценки вероятности  
интенсивных прямых нейтронных переходов  
при возбуждении и распаде аналоговых резонансов**

Канал реакции, работа	Характеристики сост.	Резо- нансная энергия МэВ	Нейтр. ширина КэВ	Полн. ширина КэВ	Отн. $\frac{\Gamma_{n0}}{\Gamma}$	Прим.
Mg <sup>24</sup> + n → Mg <sup>25</sup>	5/2 +	0,475	0,013	0,014	0,93 ± 0,11	
	3/2 +	0,555	0,009	0,014	0,63 ± 0,16	
	1/2 +	1,567	4,2 ± 0,4	5,0 ± 0,2	0,85 ± 0,4	
Si <sup>28</sup> + n → Si <sup>29</sup>	1/2 +	1,254	9,0 ± 0,9	9,0 ± 0,9	1,0 ± 0,2	
Zr <sup>90</sup> + n → Zr <sup>91</sup>	9/2 +	5,63	—	—	0,2	Произ- веде- ние $g \frac{\Gamma_{n0}}{\Gamma}$
	3/2 -	5,72	—	—	0,2	
	5/2 -	6,15	—	—	0,2	
	7/2 -	6,35	—	—	0,2	
	5/2 +	6,48	—	—	0,2	
Sb <sup>118</sup> → Sb <sup>117</sup> + n	0 +	4,49	4,66	32	0,15	
	Рb <sup>207</sup> + n → Рb <sup>208</sup> (публикуемые данные)	(1 -)	16,5	120 ± 40	200 ± 70	0,6 ± 0,3
	(1 -)	17,2	120 ± 40	200 ± 70	0,6 ± 0,3	

Ядро Рb<sup>208</sup> при энергии возбуждения около 24 МэВ исследовано в четырех типах опытов: наши измерения, где определены  $\Gamma$  и  $g \frac{\Gamma_{n0}}{\Gamma}$

для двух резонансов; эксперименты по  $(e, e'p)$ - и  $(\gamma p)$ -реакциям [5], определившие отношение  $2\Gamma_n\Gamma_p/\Gamma = 0,5$  кэВ для двух неразрешенных и близких по положению к нашим уровней; измерения  $\sigma_{np}$  [4], из которых следует ограничение  $g \frac{\Gamma_{no}\Gamma_p}{\Gamma^2} \leq 3 \cdot 10^{-3}$ ; данные по  $\sigma_{\gamma, xn}$  для

Rb с разрешением порядка 1 МэВ. Если в наших экспериментах и в  $(\gamma p)$ -реакции наблюдаются одни и те же уровни, то можно сделать следующие оценки: так как  $g \frac{\Gamma_{no}}{\Gamma} \approx 0,6$  и  $\Gamma = 190$  кэВ, то  $\Gamma_p \lesssim 1$  кэВ и  $\frac{\Gamma_p}{\Gamma} \lesssim 5 \cdot 10^{-3}$  (у резонансов Zr<sup>91</sup>, интерпретированных как ИАС,  $\frac{\Gamma_p}{\Gamma} \approx 10^{-2}$  [6]). Если принять  $\Gamma_p \approx 1$  кэВ, то  $\Gamma_\gamma \approx 50$  кэВ, что совпадает с одночастичной оценкой. Сами авторы [5], исходя из предположения о возбуждении ИАС и считая  $\Gamma_p/\Gamma = 0,75 - 1,00$ , приводят значения  $0,25 \leq \Gamma_\gamma \leq 0,35$  кэВ, что не следует, впрочем, непосредственно из эксперимента. Если  $\Gamma_\gamma$  действительно велика, то в области энергий  $\gamma$ -квантов 24 - 25 МэВ должен проявляться чрезвычайно сильный резонанс в ходе сечения  $(\gamma n)$ -реакции на Rb<sup>208</sup>. При одночастичной оценке  $\Gamma_\gamma$  это привело бы к нереально большим значениям  $\sigma_{\gamma n}$ , однако эффект порядка 200 - 300 мбн не может быть полностью исключен, учитывая точность имеющихся данных. В целом, однако, трудно согласовать все эти результаты, относя их к одним и тем же уровням. Другая возможная интерпретация состоит в том, что в разных каналах реакций проявляются различные фрагменты частично-дырочных состояний. Эти состояния (фрагменты) достаточно близки, и при оценке ширин следует учитывать не радиационную ширину частично-дырочного состояния, а  $\Gamma_\gamma$  данного фрагмента.



Энергетический ход средне-взвешенных значений полного нейтронного сечения для Rb<sup>207</sup> при усреднении по интервалу энергии 100 кэВ

Таким образом, в той области энергии возбуждения тяжелых ядер, где единственным известным типом входных состояний считались ИАС с малыми  $\Gamma_n$  и большими  $\Gamma_p$ , существуют нейтронные входные состояния с большими нейтронными ширинами и малой вероятностью распада в состояния компаунд-ядра. Или же, в ряде случаев, при возбуждении ИАС запрет по изоспину не подавляет существенно входной нейтронный канал, а протонный канал сильно ослабляется барьером и конкуренцией

вылета нейтронов (например, вследствие конфигурационных особенностей входного и конечного состояний).

Институт ядерных исследований  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
7 июля 1980 г.  
После переработки  
15 августа 1980 г.

### Литература

- [1] В.А.Бенетский, В.В.Нефедов, Л.М.Франк, И.В.Страних. Nucl. Struct. Study with Neutrons. Budapest, 1972, p. 479, p 20.
- [2] Дж. Андерсон, Г.Г.Баршалл, Дж. Дэвис. ЯФ, 19, 943, 1974.
- [3] В.А.Бенецкий, А.В.Клячко, В.В.Нефедов, И.М.Франк, И.В.Штраних. Нейтронная физика. Материалы 4 Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 1977, М., 1977, ч. 2, стр. 44.
- [4] Г.Е.Беловицкий, Ю.А. Преображенский, О.С.Пресняк. Письма в ЖЭТФ, 32, 78, 1980.
- [5] K. Shoda, S.Oikawa, T.Saito, H.Miyase, A.Suzuki. Nucl. Phys. A246, 365, 1975.
- [6] G.C.Hicks, G.J.F.Legge. Journ. Phys. A: Math, Nucl. Gen. (G.B.), 7, L32, 1974.
- [7] H.Weigmann, R.L.Macklin, J.A.Harvey. Phys. Rev., C14, 1328, 1976.
- [8] S.Cierjacks, S.K.Gupta, I.Schouky. Phys. Rev., C17, 12, 1978.
- [9] Б.Я.Гужовский. ЯФ, 28, 957, 1978.
- [10] В.Г.Губа, Г.Н.Рыкованов, М.Г.Урин. Нейтронная физика. Материалы 4 Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 1977. М., 1977, ч.1, стр. 147.