

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ УРОВней ЯДЕР С ПОМОШЬЮ $\gamma$ -ЛУЧЕЙ НЕЙТРОННОГО ЗАХВАТА

*Р.Б.Бегжанов, С.М.Ахрапов*

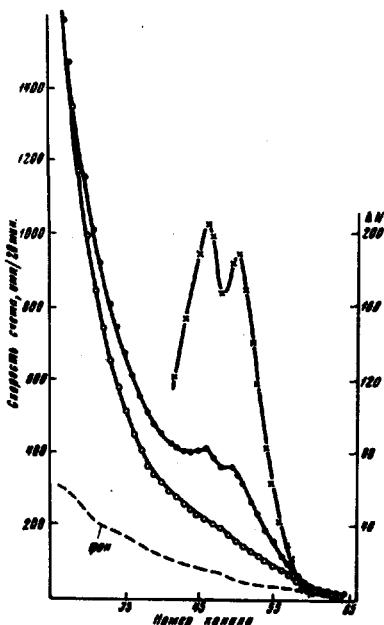
Новым методом изучения природы высоковозбужденных уровней ядер [1] мы впервые определили радиационные ширины уровня вблизи энергии связи нейтрона для некоторых ядер, приведенных в таблице.

### Результаты определения параметров резонансных уровней

Источник-рассеиватель	$E_{\gamma}$ , Мэв	$\langle \sigma_{pp} \rangle$ , мбн	$\Gamma_{\gamma_0}$ , зэв	$D$ , зэв	Ссылка
Pb → Zn <sup>64</sup>	7,38	33±4,5	0,53±0,12	53,70±10,13	Данная работа
Ti → Mo <sup>96</sup>	6,413	11,2 ±1,4	0,11±0,02	8,68± 1,57	Данная работа
Ti → La <sup>139</sup>	6,413	16,04±2,10	0,28±0,05	8,03± 1,42	Данная работа
Ti → Bi <sup>209</sup>	{ 7,15 6,996 7,15	{ 1200±230 1560 2600±800	{ 0,32±0,07 — 0,42±0,14	{ 1,84± 0,40 — —	{ Данная работа [ 1 ] [ 5 ]
Ti → Cu <sup>65</sup>	{ 6,07 6,07	{ 423±108 440±130	{ 0,34±0,06 0,36±0,07	99,1±17,4	{ Данная работа [ 5 ]
Ti → Cu <sup>63</sup>	{ 6,07 6,07 8,50	{ 215± 71 200± 60 22 ± 7	{ 0,18±0,04 0,16± 0,03 0,26±0,08	{ 57,14±12,70 — 130±40	{ Данная работа [ 6 ] Данная работа
Cr → Cu <sup>63</sup>	{ 8,499 8,50	{ 35 19 ± 6	{ 75 0,28±0,09	—	{ [ 1 ] [ 6 ]
Cr → Cu <sup>65</sup>	{ 8,50 8,499 8,50	{ 36 ± 9 80 42 ±13	{ 0,47±0,10 10,5 0,94±0,29	{ 21,36±4,54 — —	{ Данная работа [ 1 ] [ 6 ]
Cu → Sn <sup>117</sup>	{ 7,01 7,01 7,01	{ 1150±240 1000 1200±400	{ 0,15±0,04 — 0,3±0,3	{ 0,44±0,12 — —	{ Данная работа [ 1 ] [ 5 ]
Hg → Mo <sup>96</sup>	6,44	201±37	0,12±0,04	0,23±3,07	Данная работа

Для возбуждения высокозергетических состояний ядер мы использовали  $\gamma$ -лучи, испускаемые ядрами при захвате тепловых нейтронов. По сравнению с источниками  $\gamma$ -лучей с непрерывным спектром, таких, как тормозное излучение из электронных ускорителей, захватные  $\gamma$ -лучи обладают высокой монохроматичностью. Это свойство захватных  $\gamma$ -лучей позволяет их использовать для изучения отдельных высоколежащих ядерных уровней методом резонансного рассеяния на ядрах.

Наша экспериментальная установка [2] обеспечила высокую интенсивность  $\gamma$ -лучей и низкий фон, позволяет измерить интенсивности резонансного излучения в зависимости от температуры рассеивателя и поглотителя.



Резонансное рассеяние  $\gamma$ -лучей  
 $Ti(n, \gamma)$  на ядрах Mo. ● — рассеиватель Mo,  
○ — рассеиватель Cd, × — разность интенсивности  $\Delta N = (N_{Mo} - N_{Cd})_{\text{макс.}} / 20 \text{ мил.}$

В случае, когда допплеровская ширина больше естественной ширины  $(\Delta_\ell^2 + \Delta_s^2)^{1/2} \gg \Gamma_\gamma$ , среднее сечение резонансного рассеяния выражается [3]:

$$\langle \sigma_{pp} \rangle = g \pi^{3/2} \chi^2 \frac{\Gamma_\gamma^2}{\Gamma_\gamma} (\Delta_\ell^2 + \Delta_s^2)^{-1/2} \exp \left[ - \frac{\delta^2}{\Delta_\ell^2 + \Delta_s^2} \right] \quad (1)$$

экспериментально определяя величины  $\langle \sigma_{pp} \rangle$ ,  $g$  и  $\delta$  из выражения (1), можно вычислить отношение  $\Gamma_\gamma^2 / \Gamma_\gamma$ . Эффективное сечение  $\langle \sigma_{pp} \rangle$  рассчитывалось в предположении дипольного углового распределения

$(1 + \cos^2 \theta)$ . Спин возбужденного состояния определили изучением угловой зависимости резонансного рассеяния  $\gamma$ -лучей при углах  $135$  и  $90^\circ$ . Интенсивность резонансного рассеяния определялась методом сравнения спектра рассеяния в резонансной области от резонансного и нерезонансного рассеивателей (рисунок). Из анализа температурной зависимости сечения резонансного рассеяния определили энергетическую разность  $\delta = |E_\ell - E_p|$  между линиями испускания и поглощения.

Для определения парциальной ширины перехода в основное состояние, мы использовали метод самопоглощения, заключающийся в исследовании поглощения резонансного излучения резонансным поглотителем, находящимся между источником падающего пучка и резонансным рассеивателем. Экспериментально определяя величину эффекта самопоглощения  $K$  из выражения [1]:

$$K = \Gamma_{\gamma_0} g \pi^{3/2} \chi^2 \frac{nd}{\Delta_i} \left( \frac{1+f}{2+f} \right)^{1/2} \exp \left[ - \frac{f \delta^2}{(2+f)(1+f) \Delta_\ell^2} \right] \quad (2)$$

легко вычислить парциальную ширину радиационного перехода в основное состояние  $\Gamma_{\gamma_0}$

Используя экспериментальное значение  $\Gamma_{\gamma_0}$ , мы вычислили среднее расстояние  $D$  между уровнями вблизи начального состояния из соотношения [4] между  $\Gamma_{\gamma_0}$  и  $D$

$$\langle \Gamma_{\gamma_0} / D \rangle = 6.1 \cdot 10^{-15} E_y^5 A^{8/3}. \quad (3)$$

Результаты полученных данных приведены и сравниены в таблице. Из анализа наблюденных резонансных случаев следует, что вероятность ядерного резонансного рассеяния возрастает по мере приближения к ядрам с замкнутыми оболочками.

Институт ядерной физики  
Академии наук Узбекской ССР

Поступила в редакцию  
2 июня 1969 г.

### Литература

- [1] B. Arad (Huebschmann), G. Ben-David (Davis), I. Pelsh, Y. Schlesinger. *Phys. Rev.*, 133, B684, 1964.
- [2] Р.Б. Бегжанов, С.Н. Ахрапов. Изв. АН УзССР Сер. физ.-мат. наук, 3, 35, 1969.
- [3] M. Giannini, P. Oliva, D. Prosperi, S. Sciuti. *Nucl. Phys.*, 65, 344, 1965.
- [4] P. Axel. *Phys. Rev.*, 126, 671, 1962.
- [5] M. Giannini, P. Oliva, D. Prosperi, G. Toumbev. *Nucl. Phys.*, A101, 145, 1967.
- [6] D. Prosperi, S. Sciuti. *Nuovo Cim. Suppl.*, 5, 1265, 1967.