

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



С343Г  
А-724

"4-76  
РЗ - 9815

3957/2-76

А. Антонов, Н. Балабанов, Ю. М. Гледенов,  
Пак Хон Чер, Ю. П. Попов

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ  $(n, \alpha)$   
НА ИЗОТОПАХ МОЛИБДЕНА И РУТЕНИЯ  
В РЕЗОНАНСНОЙ ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ

**1976**

РЗ - 9815

А.Антонов, Н.Балабанов, Ю.М.Гледенов,  
Пак Хон Чер, Ю.П.Попов

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ  $(n, \alpha)$   
НА ИЗОТОПАХ МОЛИБДЕНА И РУТЕНИЯ  
В РЕЗОНАНСНОЙ ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ



## 1. Введение

На пучках нейтронов от импульсного реактора ИБР-30 ЛНФ ОИЯИ проводится систематическое изучение реакции  $(n, \alpha)$  на резонансных нейтронах в области атомных ядер  $60 < A < 190$  /см., напр., работу<sup>/1/</sup> /.

В настоящей работе приведены результаты измерения полных  $\alpha$ -ширин на изотопах  $^{95}\text{Mo}$ ,  $^{99}\text{Ru}$  и  $^{101}\text{Ru}$ .

Наблюдение реакции  $(n, \alpha)$  в области  $A \approx 100$  означает дальнейшее расширение круга исследованных ядер, что представляет существенный интерес при изучении структуры высоковозбужденных состояний, стимулирует развитие теорий, описывающих их, и может оказаться полезным при подборе параметров оптического потенциала. Кроме того, данные по реакции  $(n, \alpha)$  на ядрах  $A \leq 100$ , входящих в состав конструкционных материалов реакторов, являются необходимыми для оценки накопления в них гелия, что весьма желательно учесть при расчетах мощных реакторов<sup>/2/</sup>.

Ранее Ю.П.Попов и М.Флорек<sup>/3/</sup> провели измерение реакции  $(n, \alpha)$  на изотопе  $^{95}\text{Mo}$  и получили первые оценки полных  $\alpha$ -ширин для трех резонансов. Наши измерения, проведенные с лучшим /в 3 раза/ временным разрешением, существенно дополняют их данные.

Реакция  $(n, \alpha)$  на изотопах рутения наблюдалась впервые.

## 2. Эксперимент

Измерения были выполнены с помощью многосекционной пропорциональной камеры<sup>/4/</sup> на пучках нейтронов от импульсного реактора ИБР-30, работавшего в качестве бустера с линейным ускорителем электронов. Спектрометрия нейтронов осуществлялась по методу времени пролета.

С целью получения наибольшей информации использовались различные режимы работы реактора /размножение 100 и 200/, а также различные пролетные базы /30 и 85 м/.

Мишени представляли собой тонкие слои вещества, нанесенные на алюминиевые подложки методом осаждения. Параллельно с исследуемыми изотопами проводилось измерение на мишени из  $^{147}\text{Sm}$ , которая использовалась в качестве калибровочной. Более подробные сведения об условиях измерений и характеристики использованных нами мишеней приведены в табл. 1.

### 3. Результаты измерений

На рис. 1-3 представлены полученные временные спектры выхода  $\alpha$ -частиц из реакции  $(n, \alpha)$  на образцах  $^{95}\text{Mo}$ , естественного рутения и  $^{99}\text{Ru}$ , соответственно.

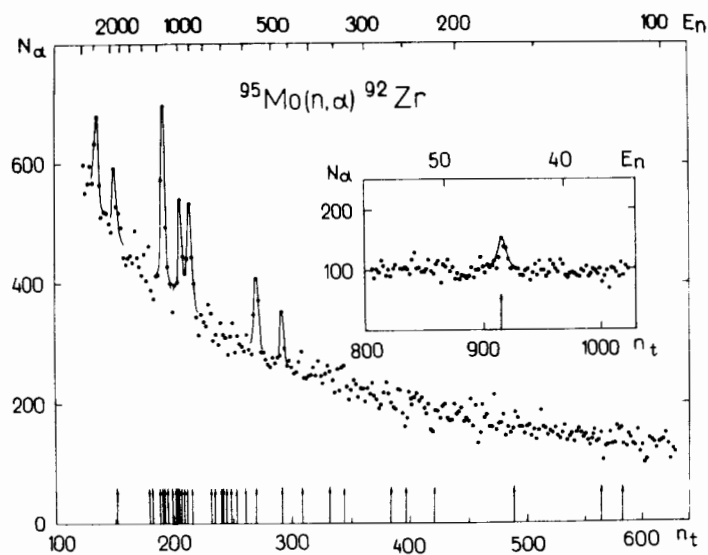


Рис. 1. Выход  $\alpha$ -частиц из реакции  $(n, \alpha)$  на  $^{95}\text{Mo}$  в зависимости от времени пролета нейтронов.  $E_n$  - энергия нейтронов в эВ.

Таблица 1  
Условия эксперимента

Ядро-мишень	Вид соединения	$E_{\alpha_0}$ , МэВ	Толщина слоя изотопа, $10^{19}$ ядер/см $^2$	Кол-во слоев	Обогащение по основному изотопу, %	Полная площадь мишеней, см $^2$	Временное разрешение, мсек/м	Время измерения, час	Средняя мощность реактора, кВт
Молибден- $^{95}\text{MoO}_3$		6,12	1,9	8	95,5	7200	35	270	3,5
Рутений естественный	металл	-	2,7	4	-	3600	45	190	10
Рутений- $^{99}\text{Ru}$	металл	6,55	1,55	1	94,6	900	45	190	10
							90	90	5
Рутений- $^{101}\text{Ru}$	металл	5,57	1,2	2	93,5	1800	45	80	10
							120	60	10

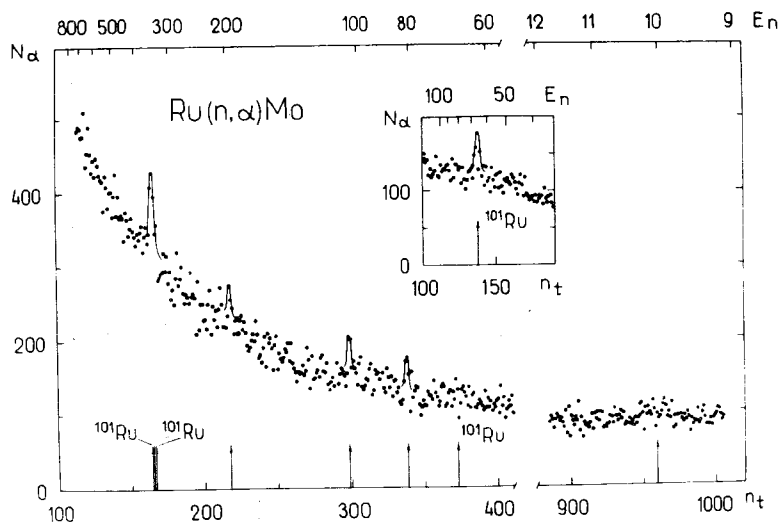


Рис. 2. Выход  $\alpha$ -частиц из реакции  $(n, \alpha)$  на естественной смеси изотопов рутения в зависимости от времени пролета нейтронов.  $E_n$  - энергия нейтронов в эВ. Стрелками без индексов отмечены резонансы, наблюдавшиеся в реакции  $^{99}\text{Ru}(n, \alpha)^{101}\text{Mo}$  /см. рис. 3/. На вставке - часть временного спектра  $^{101}\text{Ru}(n, \alpha)^{98}\text{Mo}$  /табл. 1, строка 4/.

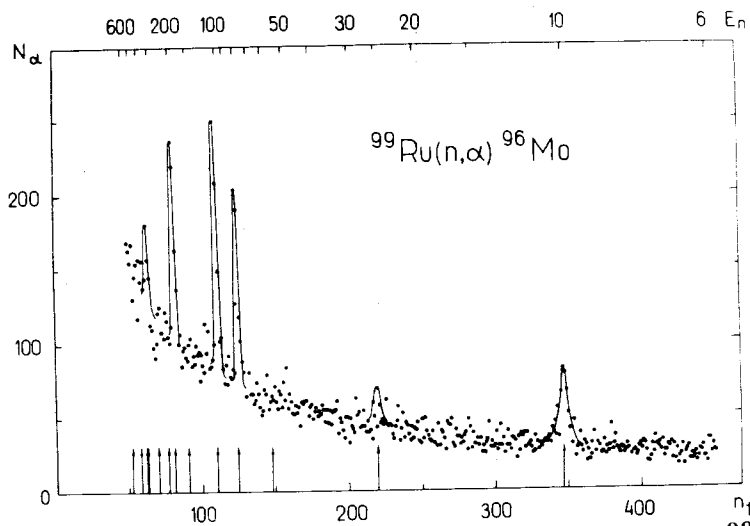


Рис. 3. Выход  $\alpha$ -частиц из реакции  $(n, \alpha)$  на  $^{99}\text{Ru}$  в зависимости от времени пролета нейтронов.  $E_n$  - энергия нейтронов в эВ.

Значения полных  $\alpha$ -ширин вычислялись из суммарных отсчетов  $\alpha$ -частиц в отдельных резонансах способом, аналогичным описанному, например, в работе <sup>/5/</sup>, и приведены в табл. 2. Для вычислений полных  $\alpha$ -ширин везде, где специально не оговорено, использовались параметры нейтронных резонансов из работы <sup>/6/</sup>. Для абсолютной калибровки  $\alpha$ -ширин параллельно регистрировался выход  $\alpha$ -частиц в резонансах  $^{147}\text{Sm}$  с  $E_0 = 3,42$  и  $83,7$  эВ, полные  $\alpha$ -ширины которых измерены с хорошей точностью <sup>/5,7/</sup>.

Таблица 2  
Значения полных  $\alpha$ -ширин

$^{95}\text{Mo}$			$^{99}\text{Ru}$			$^{101}\text{Ru}$		
$E_0$ , эВ	J	$\Gamma_\alpha \times 10^6$ , эВ	$E_0$ , эВ	J	$\Gamma_\alpha \times 10^6$ , эВ	$E_0$ , эВ	J	$\Gamma_\alpha \times 10^6$ , эВ
44,7	3	$0,025 \pm 0,010$	10,05	3	$0,18 \pm 0,06$	66,82	2	$0,3 \pm 0,1$
469,7 ( $l=1$ )		$12 \pm 5$	25,22	3	$0,07 \pm 0,03$	336,8	2	} $(0,08)^*$
554,4	2	$5,3 \pm 2,0$	57,11	3	$\leq 0,3$	346,2	2	
898,4	2	$16 \pm 5$	81,62	2	$5,8 \pm 1,3$			
980,7	2	$46 \pm 17$	104,09	3	$0,94 \pm 0,13$			
1144,6	2	$38 \pm 15$	198,86	2	$5 \pm 3$			
1950,5	-	$23 \pm 14$	342,17	2	(2,4)			
(2430)	-	> 30						

x/ Приведено среднее значение.

Ошибки в  $\Gamma_\alpha$  включают в себя статистические ошибки счета  $\alpha$ -частиц и неопределенности в соответствующих резонансных параметрах, входящих в формулу для вычисления  $\Gamma_\alpha$ ; ошибки калибровки не включены.

### 3.1. Молибден - 95

Измерены значения полных  $\alpha$ -ширин для семи резонансов. Для трех из них получены более точные значения  $\Gamma_\alpha$  по сравнению с данными работы<sup>/3/</sup>;  $\alpha$ -ширины резонансов с  $E_0 = 44,7; 469,7; 980,0; 1950,5$  эВ и нижняя оценка  $\alpha$ -ширины резонанса в области  $E_n = 2430$  эВ приводятся впервые в настоящей работе.

Поскольку у резонанса с  $E_0 = 44,7$  эВ спин  $3^+$ , то  $\alpha$ -распад в основное состояние дочернего ядра  $^{92}\text{Zr}$  запрещен. Следовательно, зарегистрированные нами  $\alpha$ -частицы обусловлены либо переходами на возбужденные состояния  $^{92}\text{Zr}$ , либо двухступенчатой реакцией  $(n, \gamma\alpha)$ , или тем и другим одновременно. Это дает возможность получить верхнюю оценку величины  $\Gamma_{\gamma\alpha}$  /см. ниже/.

Резонанс с  $E_0 = 469,7$  эВ по данным работы<sup>/6/</sup> предположительно является р-резонансом. Если это так, то это первое наблюдение р-резонанса в реакции  $(n, \alpha)$ , и в этом случае спин его должен быть  $1^-$  или  $3^-$ .

В области энергии нейтронов  $E_n < 1,5$  кэВ параметры нейтронных резонансов достаточно хорошо известны, и выделение отдельных резонансов не представляет большой сложности. Однако при  $E_n > 1,5$  кэВ разрешение по энергии нейтронов в наших измерениях становится недостаточным для надежного выделения пиков, и возникают трудности при оценке вклада соседних резонансов. Этим объясняется большая экспериментальная ошибка  $\Gamma_\alpha$  для резонанса с  $E_0 = 1950,5$  эВ. Для области  $E_n > 2,15$  кэВ нет данных о параметрах нейтронных резонансов. Поэтому можно только отметить, что и там в отдельных резонансах наблюдается выход  $\alpha$ -частиц из реакции  $(n, \alpha)$ , а для сильного резонанса, проявившегося в области 2430 эВ, привести нижнюю оценку  $\Gamma_\alpha$ , которая получена в предположении  $\Gamma_n \approx \Gamma$ .

### 3.2. Изотопы рутения

Выполнено несколько измерений как на естественной смеси изотопов рутения, так и на обогащенных изотопах. Несмотря на то, что имеющиеся у нас количества обога-

щенных изотопов были весьма невелики для такого рода измерений /2,6 г  $^{99}\text{Ru}$  и 5 г  $^{101}\text{Ru}$  /, получено 9 значений полных  $\alpha$ -ширин.

Из расчетов проницаемостей кулоновского барьера для  $\alpha$ -частиц ожидалось, что наиболее благоприятным для наблюдения реакции  $(n, \alpha)$  на резонансных нейтронах является изотоп  $^{99}\text{Ru}$ . Действительно, эксперимент подтвердил это.

Из измерений на образце  $^{99}\text{Ru}$  получено по три значения  $\Gamma_\alpha$  для резонансных состояний со спинами  $2^+$  и  $3^+$ , на образце  $^{101}\text{Ru}$  -  $\alpha$ -ширина резонанса с  $E_0 = 66,82$  эВ.

Значения  $\alpha$ -ширин, полученные из измерений на образцах  $^{99}\text{Ru}$  и естественного рутения, находятся в хорошем согласии друг с другом, за исключением области  $E_n \approx 340$  эВ /рис. 2 и 3/. Имеется некоторый "избыточный" счет  $\alpha$ -частиц в этой области в случае измерения на образце из естественного рутения, объяснить который можно, например, предположив вклад сильного как по нейтронной, так и по  $\alpha$ -ширинам резонанса другого изотопа рутения. Расчеты проницаемостей показали, что только два изотопа / $^{96}\text{Ru}$  и  $^{101}\text{Ru}$  / могут дать заметный вклад в величину выхода  $\alpha$ -частиц из реакции  $(n, \alpha)$ . Для резонансов в области  $E_n \approx 340$  эВ, с учетом наличия там одного резонанса  $^{99}\text{Ru}$  и двух  $^{101}\text{Ru}$  с благоприятным для  $\alpha$ -переходов в основное состояние дочернего ядра спином  $2^+$ , получается качественное согласие результатов различных измерений. Для вычисления значений полных  $\alpha$ -ширин использовались параметры нейтронных резонансов, приведенные в работах<sup>/6,8-10/</sup>, а также временной спектр выхода  $\gamma$ -лучей из реакции  $(n, \gamma)$ , полученный с хорошим разрешением на образце естественного рутения. Последний использовался нами для определения нейтронных ширин резонансов, не приведенных в<sup>/6,8/</sup>. Отметим, что интерпретация результатов в области  $E_n \approx 340$  эВ осложняется еще из-за искажения потока нейтронов резонансом марганца с  $E_0 = 337$  эВ, имеющегося в алюминиевых заглушках вакуумного нейтронновода.

### 3.3. Средние значения $\alpha$ -ширин

В табл. 3 приведены экспериментальные значения средних  $\alpha$ -ширин  $\langle \Gamma_\alpha \rangle^{\text{ЭКСП}}$  для изотопов  $^{95}\text{Mo}$ ,  $^{99}\text{Ru}$  и  $^{101}\text{Ru}$ , а также средние  $\alpha$ -ширины, рассчитанные по оптической /ОМ/ <sup>11/</sup> и кластерной /КМ/ <sup>12/</sup> моделям. Приведенные погрешности величин  $\langle \Gamma_\alpha \rangle^{\text{ЭКСП}}$  обусловлены в основном ошибкой усреднения по небольшому числу резонансов /считалось, что полные  $\alpha$ -ширины подчиняются  $\chi^2$ -распределению с  $\nu_{\text{эфф}} \approx 1^{13/}$  /.

Таблица 3

Средние значения полных  $\alpha$ -ширин

ядро- мишень	J <sup><math>\pi</math></sup>	Число резонан- сов	$\langle \Gamma_\alpha \rangle^{\text{ЭКСП}} \times 10^6$ , эВ	$\langle \Gamma_\alpha \rangle^{\text{ОМ}} \times 10^6$ , эВ	$\langle \Gamma_\alpha \rangle^{\text{КМ}} \times 10^6$ , эВ
$^{95}\text{Mo}$	2 <sup>+</sup>	4	26 ± 18	22	21
	3 <sup>+</sup>	1	(0,025)	0,25	0,19
$^{99}\text{Ru}$	2 <sup>+</sup>	3	4,4 ± 3,6	14	10
	3 <sup>+</sup>	3	0,4 ± 0,3	0,33	0,25
$^{101}\text{Ru}$	2 <sup>+</sup>	3	0,15 ± 0,12	0,07	0,05

Величина  $\langle \Gamma_\alpha \rangle^{\text{ЭКСП}} = /26 \pm 18/ \cdot 10^{-6} \text{ эВ}$ , полученная по четырем  $\alpha$ -ширинам резонансов  $^{95}\text{Mo}$  со спином 2<sup>+</sup>, хорошо согласуется с результатами первых измерений <sup>13/</sup>. Хорошее согласие экспериментальных и теоретических средних значений полных  $\alpha$ -ширин имеется для резонансов  $^{95}\text{Mo}$  с J <sup>$\pi$</sup>  = 2<sup>+</sup> и  $^{99}\text{Ru}$  с J <sup>$\pi$</sup>  = 2<sup>+</sup> и 3<sup>+</sup>. Разногласию в случае резонанса  $^{95}\text{Mo}$  с J <sup>$\pi$</sup>  = 3<sup>+</sup> серьезного значения пока придавать не следует, поскольку здесь "средняя" величина получена по одному резонансу.

### 3.4. Силовые функции мягких $\gamma$ -переходов

Определенный интерес представляет изучение  $\alpha$ -распада резонансов  $^{95}\text{Mo}$  с  $E_0 = 44,7 \text{ эВ}$  и  $^{99}\text{Ru}$  с  $E_0 = 10,05 \text{ эВ}$ . Это состояния со спином 3<sup>+</sup> и, следовательно,  $\alpha$ -переходы в основное состояние дочерних ядер с J <sup>$\pi$</sup>  = 0<sup>+</sup> запрещены законом сохранения четности. Поскольку энергетическая щель между основным и первым возбужденным состояниями дочерних ядер ~ 0,8-0,9 МэВ и вероятность  $\alpha$ -переходов на первый возбужденный уровень более чем в 100 раз меньше, чем в основное состояние, существенный вклад в экспериментально определяемые значения  $\Gamma_\alpha^{\text{ЭКСП}}$  этих резонансов может

давать процесс (n,  $\gamma\alpha$ ) <sup>14/</sup>. В этом случае /особенно для резонанса  $^{95}\text{Mo}$  с  $E_0 = 44,7 \text{ эВ}$ ,  $\alpha$ -ширина которого, по-видимому, меньше среднего, т.е. и  $\alpha_1$ -переход ослаблен/ можно получить близкую к реальной верхнюю оценку значения  $\Gamma_{\gamma\alpha}$ , которое вследствие суммирования по многочисленным промежуточным состояниям является постоянной величиной для резонансов с данным спином <sup>14/</sup>:

$$\Gamma_{\gamma\alpha} = \Gamma_\alpha^{\text{ЭКСП}} - \sum_i \Gamma_{\alpha_i} \leq \Gamma_\alpha^{\text{ЭКСП}},$$

где  $\Gamma_{\alpha_i}$  - парциальная  $\alpha$ -ширина, соответствующая переходу в i-ое возбужденное состояние дочернего ядра.

Пользуясь такой оценкой  $\Gamma_{\gamma\alpha}$ , можно дать и верхнюю оценку силовой функции мягких  $\gamma$ -переходов между сложными высоковозбужденными состояниями <sup>14/</sup>:

$$S_\gamma = \frac{2\pi}{D} \cdot \frac{\Gamma_\gamma(B_n)}{A_{\gamma\alpha}} \cdot I_{\gamma\alpha} \leq \frac{2\pi}{D} \cdot \frac{\Gamma_\gamma(B_n)}{A_{\gamma\alpha}} \cdot \Gamma_\alpha,$$

где  $A_{\gamma\alpha}$  - площадь под теоретической кривой  $\alpha$ -спектра в реакции (n,  $\gamma\alpha$ ).

В табл. 4 приведены значения силовых функций  $\gamma$ -переходов между компаунд-состояниями, рассчитанные по приведенной выше формуле в предположении, что все  $\gamma$ -переходы имеют только мультипольность E1 или M1. Расчеты  $A_{\gamma\alpha}$  сделаны с использованием проницаемостей, полученных по кластерной модели.

Таблица 4

Силовые функции мягких  $\gamma$ -переходов

Ядро-мишень	$E_0, \text{ эВ}$	$J^\pi$	Верхняя оценка $\Gamma_{\gamma\alpha} \times 10^6, \text{ эВ}$	$S_\gamma \times 10^9$	
				E1	M1
$^{95}\text{Mo}$	44,7	$3^+$	0,025	$\leq 140$	$\leq 60$
$^{99}\text{Ru}$	10,05	$3^+$	0,18	$\leq 680$	$\leq 250$

Согласно статистической теории, силовая функция  $S_\gamma$  должна слабо зависеть от массового числа. Наши оценки  $S_\gamma$  не противоречат этому положению статистической теории и близки по величине /особенно в случае  $^{95}\text{Mo}$  / к значениям  $S_\gamma$ , приведенным в работе <sup>14/</sup>:

$$S_\gamma(E1) = 50 \cdot 10^{-9}, \quad S_\gamma(M1) = 25 \cdot 10^{-9}.$$

Таким образом, проведенные нами исследования реакции  $(n, \alpha)$  показали, что в области  $95 \leq A \leq 101$  для описания  $\alpha$ -распада компаунд-состояний в первом приближении можно пользоваться статистической теорией. Для описания средних  $\alpha$ -ширин удовлетворительные результаты дает применение разработанной ранее оптической модели.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Л.Б.Пикельнеру и сотрудникам его группы за проведение измерения реакции  $(n, \gamma)$  на естественной смеси изотопов рутения, В.И.Фурману за предоставление программы для расчета проникаемостей по кластерной модели, Т.С.Зваровой за изготовление мишеней и Н.С.Мелиховой за помощь в оформлении работы.

## Литература

1. Ю.П.Попов. ЭЧАЯ, т. 2, 925 /1972/.
2. Н.П.Балабанов, Ю.М.Гледенов, Ю.П.Попов, М.Флорек, В.И.Фурман. В сб. "Нейтронная физика". /Материалы 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1973/, ч. 3, стр. 126, Обнинск, 1974.
3. Ю.П.Попов, М.Флорек. ЯФ, 9, 1163 /1969/.
4. Н.П.Балабанов, Ю.П.Попов, К.Г.Родионов, В.Г.Семенов. ОИЯИ, Р3-6602, Дубна, 1972.
5. Н.П.Балабанов, Ю.М.Гледенов, Пак Хон Чер, Ю.П.Попов, В.Г.Семенов. ОИЯИ, Р3-9099, Дубна, 1975.
6. Neutron Cross Sections. BNL-325, v.1, 3rd ed., 1973.
7. В.А.Втюрин, К.Недведюк, Ю.П.Попов, В.И.Салацкий. ОИЯИ, Р3-8800, Дубна, 1975.
8. Von H.G.Priesmeyer, H.H.Jung. Atomkernenergie, 19, 111 /1972/.
9. C.Cocova, F.Corvi, P.Giacobbe, G.Carrado. Nucl. Phys., A117, 586 /1968/.
10. Kim Hi San, L.B.Pikelner, E.I.Sharapov, Kh.Sirazhet. Proc. Conf. on the Study of Nuclear Structure with Neutrons, Antwerp, 1965.
11. В.И.Фурман, Ю.П.Попов, В сб. "Нейтронная физика". /Материалы Всесоюзного совещания по нейтронной физике, Киев, 1971/, ч. 1, стр. 159, Киев, "Наукова думка", 1972.
12. С.Г.Кадменский, В.И.Фурман. ЭЧАЯ, т.6, 469 /1975/.
13. Ю.П.Попов, Р.Ф.Руми, М.Пшитула, М.Стэмпиньски. Acta Phys. Pol., B4, 275 /1973/.
14. Yu.P.Popov. In: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy, p. 379, RCN, Petten, Netherlands, 1975.

Рукопись поступила в издательский отдел  
24 мая 1976 года.