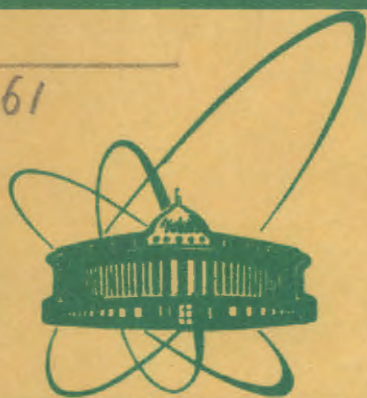


B-61



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

98/2-80

14/1-80

P3 - 12756

Во Ким Тхань, В.А.Втюрин, А.Корейво,
Ю.П.Попов, М.Стэмпиньски

УСРЕДНЕННЫЕ ПО РЕЗОНАНСАМ
СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ (n , α)

II. Исследование средних сечений

реакций $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$

и $^{123}\text{Te}(n, \alpha)^{120}\text{Sn}$ методом времени пролета

1979

P3 - 12756

Во Ким Тхань, Втюрин В.А., Корейво А., Попов Ю.П., Стэмпиньски М.

Усредненные по резонансам сечения реакции (n, α).

II. Исследование средних сечений реакций $^{147}\text{Sm}(n,\alpha)^{144}\text{Nd}$ и $^{123}\text{Te}(n,\alpha)^{120}\text{Sn}$ методом времени пролета

Для получения средних характеристик α-распада компаунд-состояний методом времени пролета на импульсном реакторе ИБР-30 измерены средние парциальные сечения реакций $^{147}\text{Sm}(n,\alpha)^{144}\text{Nd}$ и $^{123}\text{Te}(n,\alpha)^{120}\text{Sn}$ в области энергии нейтронов до 10 кэВ.

Полученные сечения вполне удовлетворительно описываются расчетной зависимостью сечения от энергии, основанной на предположении статистической теории о независимости приведенной α-ширины от энергии возбуждения компаунд-ядра. Для ^{147}Sm в интервале 0,5 - 8,5 кэВ получено

$$\langle \Gamma_{\alpha} / D \rangle_J = 16,3 \cdot 10^{-8}. \text{ Для } ^{123}\text{Te} \text{ в интервале } 0 - 2,5 \text{ кэВ}$$

$\langle \Gamma_{\alpha_0} \rangle = /11 \pm 3/ \cdot 10^{-6}$ эВ. Для ^{147}Sm обнаружено усиление приведенной α-ширины перехода в первое возбужденное состояние по сравнению с переходом в основное. Однако величина усиления невелика и составляет

$$\left\langle \frac{\gamma_{\alpha_1}^2}{\gamma_{\alpha_0}^2} \right\rangle = 1,5 \pm 0,2.$$

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1979

Vo Kim Thanh et al.

P3 - 12756

(n, α) Reaction Cross Sections Averaged over Resonances.

II. Investigation of Average Cross Sections of the $^{147}\text{Sm}(n,\alpha)^{144}\text{Nd}$ and $^{123}\text{Te}(n,\alpha)^{120}\text{Sn}$ Reactions Using the Time-of-Flight Technique

Average partial cross sections of the $^{147}\text{Sm}(n,\alpha)^{144}\text{Nd}$ and $^{123}\text{Te}(n,\alpha)^{120}\text{Sn}$ reactions were measured by the time-of-flight technique at the IBR-30 pulsed reactor in the energy range up to 10 keV in order to obtain the average characteristics of compound states alpha-decay. The cross sections obtained are satisfactorily described by the energy under assumption of independence of reduced α-width of the compound nucleus excitation energy. For ^{147}Sm the value $\langle \Gamma_{\alpha} / D \rangle_J = 16.3 \cdot 10^{-8}$

for the energy range 0.5-8.5 keV, for ^{123}Te $\langle \Gamma_{\alpha_0} \rangle = /11 \pm 3/ \cdot 10^{-6}$ eV in the energy range 0-2.5 keV are obtained. For ^{147}Sm more intense reduced α-width of the transition to the first excited state is observed than that to the ground state. The difference thought not large was equal to $\langle \gamma_{\alpha_1}^2 / \gamma_{\alpha_0}^2 \rangle = 1.5 \pm 0.2$.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

ВВЕДЕНИЕ

Обсуждение различных методик измерения средних сечений реакции (n, α), описанных в первой части настоящей работы ^{1/}, показывает, что метод времени пролета / как и метод времени замедления / позволяет получать более полную информацию об энергетической зависимости средней α-ширины. Основное преимущество этого метода в том, что он дает возможность одновременно измерять средние сечения в отдельных участках сравнительно широкого интервала энергий нейтронов. При этом сечение для всех участков интервала нормируется по одному из низколежащих резонансов, параметры которого известны. Это уменьшает ошибку измерения относительного хода сечения и исключает возможность случайно пропустить локальные вариации сечения.

УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ

Измерения проводились по описанной ранее ^{1,2/} методике на импульсном реакторе ИБР-30 в режиме бустера с линейным ускорителем ЛУЭ-40. Временное разрешение составляло 48 нс/м. Параметры мишеней и данные, относящиеся к условиям измерений, приведены в табл. 1.

Таблица 1

Ядро - мишень	Вид соединения	Толщина, мг/см ²	Обогащение, %	Площадь мишени, см ²	Средняя мощность реактора, кВт	Время измерения, ч
^{147}Sm	Sm_2O_3	0,2	95,3	3800	5	190
^{123}Te	$\text{TeO}_2 + \text{Te}$	0,53	67	3150	6	200

Энергетическая калибровка α-спектров осуществлялась по положениям максимумов α-пигов уранового источника, установленного на поверхности мишени, и по положению пи-

ков α -переходов исследуемого ядра в известных резонансах. Учет фона производился по амплитудным спектрам путем экстраполяции его хода со стороны низких энергий^{/2/}. Экспериментальные α -спектры реакции $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$ в килоэлектронвольтовой области энергий приведены на рис. 1. На рис. 2 представлены α -спектры реакции $^{123}\text{Te}(n, \alpha)^{120}\text{Sn}$. Там же для сравнения приведен спектр в резонансе с $E_0 = 96$ эВ ^{123}Te . Средние сечения реакции (n, α) находились при помощи выражения /8/ работы /1/:

$$\langle \sigma_{n, \alpha_f} \rangle = \frac{N_{\alpha_f}}{N_{\alpha}^k} \cdot \frac{\Phi(E_0^k) \lambda_k^2 g_{J\pi}^k \Gamma_n^k \Gamma_{\alpha}^k}{2\Gamma^k \int \Phi(E_n) dE_n \Delta E_n}$$

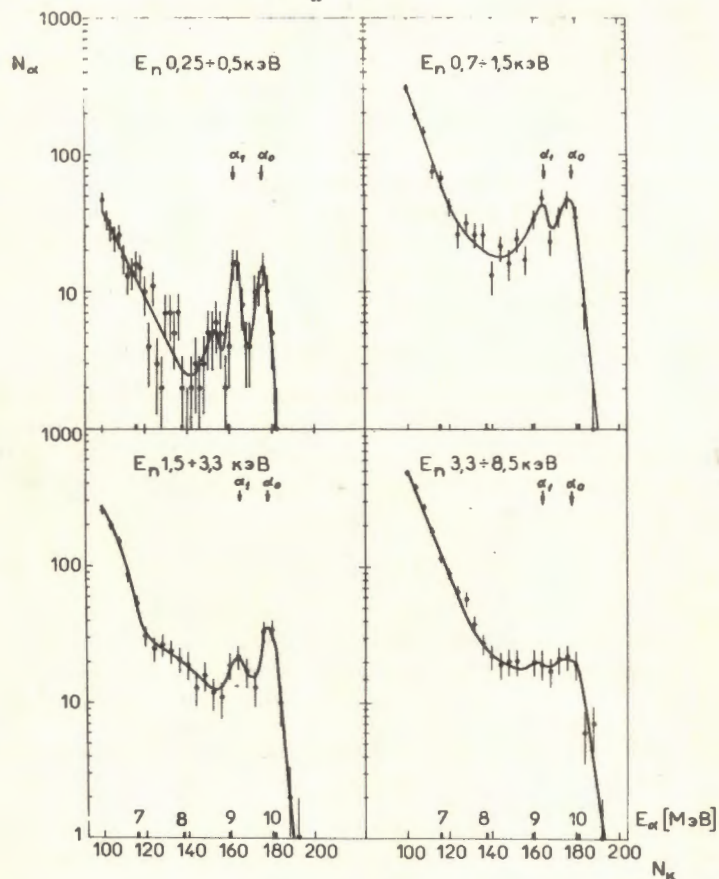


Рис. 1. Экспериментальные α -спектры реакции $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$ в килоэлектронвольтовой области энергии нейтронов.

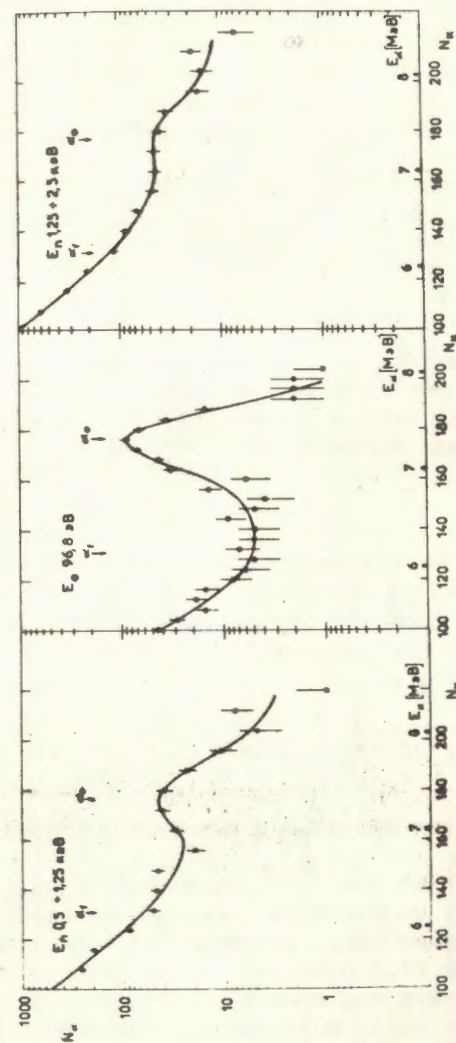


Рис. 2. Экспериментальные α -спектры реакции $^{123}\text{Te}(n, \alpha)^{120}\text{Sn}$ в килоэлектронвольтовой области энергии нейтронов. Для сравнения в центре приведен α -спектр в резонансе с $E_0 = 96$ эВ.

В качестве опорных мы использовали резонансы $E_0 = 24,1$ эВ ^{123}Te и $E_0 = 3,42$ эВ ^{147}Sm , параметры которых известны /2,3/.

Зависимость $\Phi(E_n) = \Phi_0 E_n^{-0,9}$ была взята из работы /4/. Погрешность величины сечений в основном определяется статистической ошибкой и неточностью определения параметров опорного резонанса. Погрешность парциальных сечений, кроме того, включает в себя ошибку разделения α -переходов.

Величины $\langle \Gamma_{\alpha_f} / D \rangle_J$ были получены из соответствующих полных и парциальных сечений при помощи выражения /2/ работы /1/:

$$\left\langle \frac{\Gamma_{\alpha_f}}{D} \right\rangle_J = \frac{\langle \sigma_{n,\alpha_f} \rangle \int_{\Delta E_n} \Phi(E_n) dE_n}{\int_{\Delta E_n} \Phi(E_n) \lambda^2 \frac{\langle \Gamma_n \rangle (E_n)}{\langle \Gamma \rangle (E_n)} F(E) dE_n}$$

В погрешность величины $\langle \Gamma_{\alpha_f} / D \rangle_J$, помимо упомянутых выше экспериментальных ошибок сечения, включалась погрешность, обусловленная конечным числом резонансов на интервале усреднения, относительная величина которой равна

$$\Delta \mu_f = \sqrt{2} / \mu_f, \quad /1/$$

μ_f - эффективное число степеней свободы распределения площади (N_{α_f}) α -перехода на конечное состояние f .

Эффективное число степеней свободы для средней полной α -ширины, как нетрудно убедиться /см. приложение 2 работы /1/ /:

$$\mu_t = \frac{1}{g_{\alpha} - \frac{\sum_f \sum_{J^{\pi}} g_{J^{\pi}}^2 \sum_{\ell} P_{\ell,f}}{\sum_f \sum_{J^{\pi}} g_{J^{\pi}}^2 \sum_{\ell} P_{\ell,f}}} \cdot \mu_0, \quad /2/$$

где μ_0 - значение μ_f для перехода в основное состояние дочернего ядра.

Полученные нами данные для ^{147}Sm приведены в табл. 2, для ^{123}Te - в табл. 3. Особенность последней реакции в том, что, поскольку расстояние между основным и первым возбужденным состояниями велико /1,2 МэВ/, то α -переходы на возбужденные состояния подавлены примерно в сто раз, и полная α -ширина этой реакции есть, фактически, парциальная ширина α -перехода в основное состояние.

Значение $\langle \Gamma_{\alpha_f} / D \rangle_J$ при $E_n = 30$ кэВ, приведенное в табл. 2 в скобках, было нами скорректировано, во-первых, с учетом изменения проникаемости кулоновского барьера за

Таблица 2

Источ-ник	ΔE_n кэВ	μ_0	N_{α}	N_{α_0}	N_{α_1}	$\langle \sigma_{n,\alpha} \rangle$ 10^{-6} бэрн	$\langle \sigma_{n,\alpha_0} \rangle$ 10^{-6} бэрн	$\langle \frac{\Gamma_{\alpha}}{D} \rangle_J$ 10^{-8}	$\langle \frac{\Gamma_{\alpha_0}}{D} \rangle_J$ 10^{-8}	$\langle \frac{\Gamma_{\alpha_1}}{D} \rangle_J$ 10^{-8}	$\langle \frac{\sigma_{\alpha_1}}{\sigma_{\alpha_0}} \rangle$
/6/	0-0,2	7				9±6	6,5±4	2,5±1,5	1,5±2		
Наст. раб.	0,25-0,5	13	127±12	56±8	48±7	590±90	260±50	220±50	14±4	6±3	5,5±2
Наст. раб.	0,7-1,5	41	280±25	140±20	110±20	390±60	180±40	160±35	18±4	9±3	7±2
/7/	1,7-2,3	49				155±30	70±20	55±15	13±3	6±2,2	4,5±1,4
Наст. раб.	1,5-3,3	92	170±20	87±12	64±12	230±35	110±25	90±20	21±4	10±3	7±1,8
Наст. раб.	3,3-8,5	247	150±30	70±11	55±11	160±50	70±20	55±15	28±9	12,5±4	10±2,8
Наст. раб.	10-20	750	< 20			< 100			< 50		
/8/	8-70	10 ³				32±8			23,5±5,9		
									(13±5)±8		

* В скобках приведено значение с учетом поправок на изменение проникаемости кулоновского барьера и вклад р-нейтронных резонансов. $\mu_1 = \mu_0 \times 2,04$; $\mu_t = \mu_0 \times 3,19$.

Таблица 3

ΔE_n кэВ	μ_0	N_{α_0}	$\langle \sigma_{n,\alpha_0} \rangle$ 10^{-8} барн	$\langle \Gamma_{\alpha_0}/D \rangle_J$ 10^{-8}	$\langle \Gamma_{\alpha_0} \rangle$ 10^{-8} эВ
0-0,62*	6			1,8 \pm 0,9	7,5 \pm 4,5
0,5-1,25	22	150 \pm 50	80 \pm 30	3,1 \pm 1,5	13 \pm 6
1,25-2,5	40	65 \pm 20	40 \pm 15	3,5 \pm 1,5	14 \pm 6
2,5-5	80	<70	<45	<7	<30
5-10	165	<45	<30	<8	<35
10-20	330	<60	<30	<14	<60

* По данным работы /2/.

счет кинетической энергии захватываемого нейтрона, составившего 10%, и, во-вторых, с учетом вклада р-нейтронов, что уменьшает величину $\langle \Gamma_{\alpha}/D \rangle$ на /33 \pm 11%. Заметим, что неопределенность этого вклада связана с сильным различием величин р-волновой нейтронной силовой функции, полученных разными авторами /см., напр., /9, 10/ /.

В последней колонке табл. 2 даны отношения приведенных α -ширин /см. /6/ и /8/ в работе /1/:

$$\frac{\langle \gamma_{\alpha_1}^2 \rangle}{\langle \gamma_{\alpha_0}^2 \rangle} = \frac{N_{\alpha_1} \cdot g_3^2 P_{3,0}}{N_{\alpha_0} \cdot [g_3^2 (P_{1,1} + P_{3,1} + P_{5,1}) + g_4^2 (P_{3,1} + P_{5,1})]} \quad /3/$$

Остановимся несколько подробнее на погрешности величины отношения. Так же как и погрешность средних α -ширин, она, помимо ошибок экспериментального определения N_{α_f} , включает в себя погрешность, связанную с конечным числом резонансов, но поскольку эта величина есть отношение двух случайных величин, флуктуирующих по закону χ^2 , то флуктуации величин отношения описываются распределением Фишера или v^2 /см. /5/ /, дисперсия которого определяется выражением

$$D_{\mu_1, \mu_0} = \frac{2\mu_0^2 (\mu_1 + \mu_0 - 2)}{\mu_1 (\mu_0 - 2)^2 (\mu_0 - 4)} \quad /4/$$

Поскольку точное определение погрешности сложного распределения, включающего в себя как v^2 , так и нормальное рас-

пределение экспериментально измеряемой площади α -пика, весьма затруднительно, в первом приближении считаем, что погрешность величины отношения определяется выражением

$$\Delta_{\text{отн}} = \sqrt{\Delta_{\text{экс}}^2 + D_{\mu_f, \mu_0}} \quad /5/$$

Помимо сказанного, следует иметь в виду, что мы пренебрегли погрешностью, вносимой флуктуациями нейтронной ширины, поскольку в исследуемом диапазоне энергий нейтронов $\langle \Gamma_n \rangle \gg \langle \Gamma_\gamma \rangle$.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

По данным о полных α -ширинах ^{147}Sm , являющимся наиболее точными, нами была проверена справедливость гипотезы о постоянстве средней α -ширины во всем исследованном диапазоне энергий. Подгонка по критерию χ^2 дала $\chi_{\text{min}}^2 = 7,46$ по

шести точкам при $\langle \frac{\Gamma_{\alpha f}}{D} \rangle_J = 16 \cdot 10^{-8}$, что для гипотезы о постоянстве $\langle \frac{\Gamma_{\alpha f}}{D} \rangle_J$ достоверно на 60%. Качество подгонки демонстрирует рис. 3 /треугольники и сплошная линия/.

Как можно видеть из табл. 2, 3 и рис. 3, данные о парциальных α -ширинах ^{147}Sm и ^{123}Te не противоречат сделанному выше выводу о постоянстве величин $\langle \Gamma_{\alpha}/D \rangle$.

В целом результаты, полученные для обоих ядер, в совокупности с данными по полным α -ширинам других ядер в отдельных резонансах /11/, подтверждают заключение об отсутствии α -кластерных уровней с малыми ширинами. Это означает, что если α -кластерные уровни поверхностной или объемной природы и существуют в компаунд-ядре, то они сильно "размазаны" по его уровням /12/.

В последней колонке табл. 2 приводятся отношения приведенных α -ширин ^{147}Sm для переходов в первое возбужденное и основное состояния дочернего ядра. Можно видеть, что хотя погрешности величин отношения в отдельных интервалах велики, вся совокупность данных указывает на возможное отличие этого отношения от единицы, что согласуется с качественным предсказанием полумикроскопической теории ядра /13/ об усилении α -переходов на однофононное состояние четно-четных ядер по сравнению с α -переходами на основное. Однако, как можно видеть, если такое усиление и существует, то оно невелико, и, по-видимому, не превышает двукратной величины.

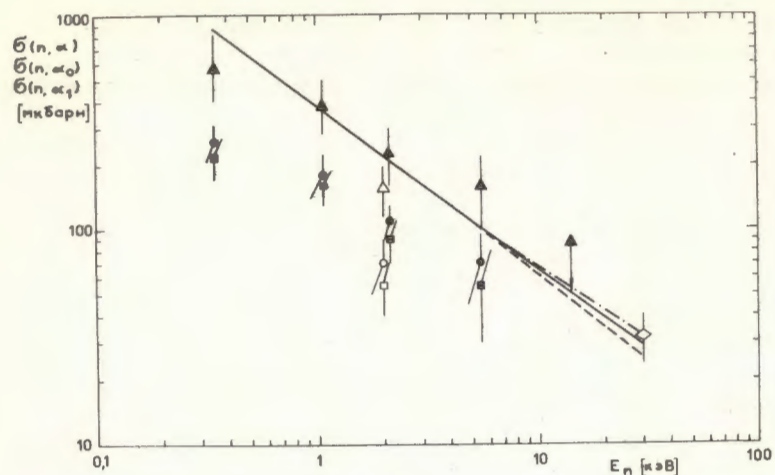


Рис. 3. Усредненные сечения реакции $^{147}\text{Sm}(n, \alpha) ^{144}\text{Nd}$ в зависимости от энергии нейтронов. Полученные в данной работе полные сечения показаны темными треугольниками. Темные квадратики и кружочки - соответственно парциальные сечения α_0 и α_1 -переходов. Аналогичные светлые обозначения - соответствующие данные работы ^{7/}. Светлым ромбом показано полное сечение, полученное в работе ^{8/}. Сплошной линией показана теоретическая зависимость полного сечения от энергии, соответствующая минимуму χ^2 . Пунктирная кривая - расчет по данным работы ^{9/} ($S_1 \leq 0,1 \cdot 10^{-4}$), штрихпунктирная - по данным работы ^{10/} ($S_1 = 0,58 \cdot 10^{-4}$).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данные измерений вместе с экспериментами, проведенными на скандиевом фильтре ^{7/} и нейтронах с энергией 30 кэВ из реакции $^7\text{Li}(p, n) ^7\text{Be}$ ^{8/}, являются началом нового этапа в исследованиях реакции (n, α) . Они позволили на два порядка расширить диапазон энергии нейтронов - от сотен эВ до десятков кэВ. Таким образом, появилась возможность существенно увеличить точность определения средних α -ширин и исследовать их энергетическую зависимость.

Точность, достигнутая в данных измерениях для большинства исследованных интервалов, как для ^{147}Sm , так и для ^{128}Te , примерно в два раза хуже, чем предельно достижимая точность метода, обусловленная конечным числом резонансов.

Дальнейшие исследования средних сечений требуют не только увеличения статистической точности и энергетического разрешения, особенно при больших энергиях, но и дальнейшего расширения исследуемого интервала энергий нейтронов. В то же время увеличение точности получаемых α -ширин свыше 20% требует более точных данных о Р-волновой нейтронной силовой функции. Ближайшей перспективой в этих исследованиях, кроме того, является расширение круга изучаемых ядер /тем более, что методические возможности для этого уже созданы/. Поэтому особенно интересным представляется продолжение исследований на более мощном реакторе.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Т.С.Зваровой, изготовившей мишени большой площади, Госфонду стабильных изотопов, предоставившему разделенные изотопы ^{147}Sm и ^{128}Te с высокой степенью обогащения, К.Долецкому и К.Недведюку за помощь в проведении измерений, а также В.И.Фурману за плодотворные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Во Ким Тхань и др. ОИЯИ, РЗ-12755, Дубна, 1979.
2. Во Ким Тхань и др. ОИЯИ, РЗ-11644, Дубна, 1978.
3. Втюрин В.А. и др. ОИЯИ, РЗ-8800, Дубна, 1975.
4. Голиков В.В. и др. ОИЯИ, РЗ-3736, Дубна, 1971.
5. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. "Наука", М., 1973, с.623.
6. Вильгельм И. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1971, 35, с.1542.
7. Вертебный В.П. и др. ОИЯИ, РЗ-11392, Дубна, 1978.
8. Втюрин В.А. и др. ОИЯИ, РЗ-10733, Дубна, 1977.
9. Кононов В.Н. и др. ЯФ, 1977, 26, с.947.
10. A.R. de L. Musgrove AAEC/E 277 (1973).
11. Антонов А. и др. ОИЯИ, РЗ-10372, Дубна, 1977.
12. Попов Ю.П., Фурман В.И. В сб.: II Международная школа по нейтронной физике. ОИЯИ, ДЗ-11787, Дубна, 1978, с.390.
13. Соловьев В.Г. ЯФ, 1971, 13, с.48.

Рукопись поступила в издательский отдел
31 августа 1979 года.