

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



СЗ41.12  
В-878

4/III-75

PЗ - 8800

В.А.Втюрин, К.Недведюк, Ю.П.Попов, В.И.Салацкий

2757/2-75

НЕЗАВИСИМОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ  $\alpha$ -ШИРИНЫ

РЕЗОНАНСА 3,42 эВ

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

**1975**

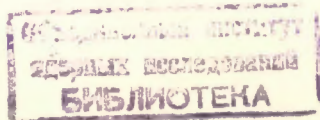
РЗ - 8800

В.А.Втюрин, К.Недведюк, Ю.П.Попов, В.И.Салацкий

НЕЗАВИСИМОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ  $\alpha$  -ШИРИНЫ

РЕЗОНАНСА 3,42 эВ

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



Втюрин В.А., Недведюк К., Попов Ю.П., Салацкий В.И. РЗ - 8800

Независимое определение  $\alpha$ -ширины резонанса 3,42 эВ  
в реакции  $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$

Альфа-ширина резонанса 3,42 эВ самария-147 определена новым по сравнению с использовавшимися ранее методом: по отношению выхода  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)$  к выходу тритонов из реакции  $^6\text{Li}(n, t)$  при той же энергии. Получено значение  $\Gamma_\alpha = 1,8 \pm 0,2$  мкэВ.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований  
Дубна 1975

Vtyurin V.A., Niedzwiedziuk K., Popov Yu.P., RZ - 8800  
Salatsky V.I.

Independent Determination of  $\alpha$ -Width of 3.42 eV  
Resonance in the Reaction  $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$

The  $\alpha$ -width of 3.42 eV resonance of samarium-147 has been determined by the new (as compared to the previously used) method: over the ratio of the  $\alpha$ -particle yield from the reaction  $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)$  to the triton yield from the reaction  $^6\text{Li}(n, t)$  at the same energy. The value has been obtained  $\Gamma_\alpha = 1.8 \pm 0.2$   $\mu\text{eV}$ .

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research  
Dubna 1975

## Введение

Исследования реакции  $(n, \alpha)$  на резонансных нейтронах в области средних и тяжелых ядер начались около 10 лет назад <sup>/1/</sup>, и с тех пор измерены  $\alpha$ -ширины для многих изотопов в широком диапазоне атомных весов от  $^{64}\text{Zn}$  до  $^{177}\text{Hf}$ . Однако все эти измерения носят относительный характер и нормируются на сечение реакции  $(n, \alpha)$  для тепловых нейтронов  $(\sigma_\alpha)_{\text{тепл}}$  главным образом изотопа самария-149. Поскольку при измерениях с другими элементами не всегда удобно производить нормировку в тепловой точке /в измерениях по времени пролета она может оказаться в области рециклических нейтронов, наличие в пучке калибровочного изотопа с относительно большим сечением приводит к увеличению фона и т.д./, в качестве вторичного "эталона" /опорного резонанса/ был использован резонанс 3,42 эВ на самарии-147. Альфа-ширина ( $\Gamma_\alpha$ ) этого резонанса определялась в измерениях с естественной смесью изотопов самария при нормировке на тепловое сечение реакции  $^{149}\text{Sm}(n, \alpha)$ , равное  $48 \pm 10$  мбарн, рекомендованное в обзоре <sup>/2/</sup>. В экспериментах одновременно регистрировались выходы  $\alpha$ -частиц и  $\gamma$ -лучей в резонансе 3,42 эВ и в тепловой области. Тогда согласно работе <sup>/3/</sup>:

$$\left(\frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma_\gamma}\right)_{\text{рез.}} = \left(\frac{N_\alpha}{N_\gamma}\right)_{\text{рез.}} \cdot \left(\frac{\sigma_\alpha}{\sigma_\gamma} \cdot \frac{N_\gamma}{N_\alpha}\right)_{\text{тепл.}}, \quad /1/$$

где  $N_\alpha$  и  $N_\gamma$  - соответственно числа зарегистрированных  $\alpha$ -частиц и  $\gamma$ -квантов. Для регистрации  $\gamma$ -квантов

использовались либо детектор типа Моксона-Рей<sup>/4/</sup>, нечувствительный к возможным изменениям спектра  $\gamma$ -лучей от резонанса к резонансу, либо детектор, состоящий из двух больших объемов жидких сцинтилляторов, работавших на совпадения<sup>/5/</sup>.

Таким образом, для резонанса 3,42 эВ при использовании первого  $\gamma$ -детектора было получено  $\Gamma_a = 2,5 \pm 0,6$  мкэВ<sup>/3/</sup> а при использовании второго  $\Gamma_a = 1,9 \pm 0,6$  мкэВ<sup>/1/</sup>. При этом в обоих расчетах величину  $\sigma_\gamma$  брали равной  $41 \cdot 10^3$  барн, а величину  $\Gamma_\gamma$  - равной 61 мэВ<sup>/6/</sup>.

В дальнейшем уточнения этой опорной  $\alpha$ -ширины /тем же методом/ не делалось отчасти из-за неточности  $(\sigma_\alpha)_{\text{тепл.}}$ , которое в первых работах было фактически средним значением из величин сечений от нейтронов максвелловского спектра в тепловых колоннах реакторов. Подробный анализ ситуации с  $(\sigma_\alpha)_{\text{тепл.}}$  проведен Окамото<sup>/7/</sup>, который дал значение  $\sigma_\alpha / 0,0253$  эВ/ = 28,5 мбарн, что примерно в 1,6 раза меньше как значения, рекомендованного ранее в обзоре<sup>/2/</sup>, так и ряда величин, полученных позже на максвелловском спектре нейтронов /см. таблицу в работе<sup>/8/</sup>/. Неопределенность в величине  $(\sigma_\alpha)_{\text{тепл.}}$  и неоднозначность результатов по определению  $\Gamma_a$ , полученных с разными детекторами  $\gamma$ -лучей, вызвали необходимость получения значения  $\Gamma_a$  для опорного резонанса 3,42 эВ независимым методом.

### Методика измерений

Идея нового метода определения величины  $\Gamma_a$  для резонанса 3,42 эВ состояла в одновременном измерении выхода  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)$  и тритонов из реакции  $^6\text{Li}(n, t)$  при энергии нейтронов в районе резонанса 3,42 эВ. Сечение последней реакции в этом районе известно с точностью 1%<sup>/9/</sup>. Тогда для нахождения  $\alpha$ -ширины можно воспользоваться следующим выражением:

$$\Gamma_a = 2,76 \cdot 10^{-6} \frac{\Gamma}{\Gamma_n} \cdot \frac{n_{\text{Li}}}{n_{\text{Sm}}} \cdot \frac{N_\alpha}{N_t} \quad /2/$$

При вычислении числового коэффициента формулы /2/ использовались следующие величины: сечение реакции  $^6\text{Li}(n, t)$  для интервала энергий нейтронов 3,0 - 4,1 эВ, равное  $1,50 \cdot 10^{-22} \cdot E^{-0,5}$  (эВ) из работы<sup>/9/</sup>; форма спектра нейтронов, бомбардирующих мишени  $\Pi(E) = \Pi_0 \cdot E_n^{-0,88}$  /эВ/, определена нами по выходу тритонов из реакции  $^6\text{Li}(n, t)$ , что хорошо совпадает с приведенной в работе<sup>/10/</sup>; коэффициент пропускания маски, стоящей на литиевой мишени, равный 1/58 ( $\pm 3\%$ ); поправка, учитывающая различие нейтронных потоков, бомбардирующих литиевую и самариевую мишени, из-за потерь нейтронов в алюминиевой маске и алюминиевых подложках, равная  $4 \pm 1\%$ , причем полное сечение для алюминия в районе 3,42 эВ взято из работы<sup>/11/</sup>. Оценка точности числового коэффициента показывает, что средняя квадратичная ошибка его расчета составляет  $\pm 6\%$ .

Если взять значения полной ширины ( $\Gamma$ ) и нейтронной ширины ( $\Gamma_n$ ) для резонанса 3,42 эВ из атласа<sup>/12/</sup>, то

$$\frac{\Gamma}{\Gamma_n} = \frac{66 \pm 3 \text{ мэВ}}{1,31 \pm 0,04 \text{ мэВ}} = 50,4 (\pm 5\%).$$

Однако не исключено, что ошибка, приведенная в атласе<sup>/12/</sup>, для величины  $\Gamma_n$  занижена, так как в предыдущем выпуске атласа<sup>/6/</sup> величина  $\Gamma_n = 0,94 \pm 0,06$  мэВ, а величины  $\Gamma_n$ , полученные в новых работах, ссылки на которые даны в новом выпуске атласа<sup>/12/</sup>, следующие: 1,0  $\pm$  0,1 мэВ<sup>/13/</sup>, 1,8 мэВ<sup>/14/</sup> и 1,33  $\pm$  0,03 мэВ<sup>/15/</sup>. Видно, что величина  $\Gamma_n$ , приведенная в новом выпуске атласа, и ее ошибка даются практически по результатам только одной работы<sup>/15/</sup>.

Непосредственно в наших экспериментах измерялся в интервале энергий нейтронов 3,0 - 4,1 эВ выход  $\alpha$ -частиц ( $N_\alpha$ ) с энергией от 7,5 до 10,5 МэВ из реакции  $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)$  и выход тритонов ( $N_t$ ) из реакции  $^6\text{Li}(n, t)$ . Для повышения надежности измерения были проведены на двух литиевых мишенях с различным числом атомов лития-6 на квадратный сантиметр площади мишени ( $n_{\text{Li}}$ ) и на двух самариевых мишенях также с различным числом атомов самария-147 на единицу площади мишени ( $n_{\text{Sm}}$ ).

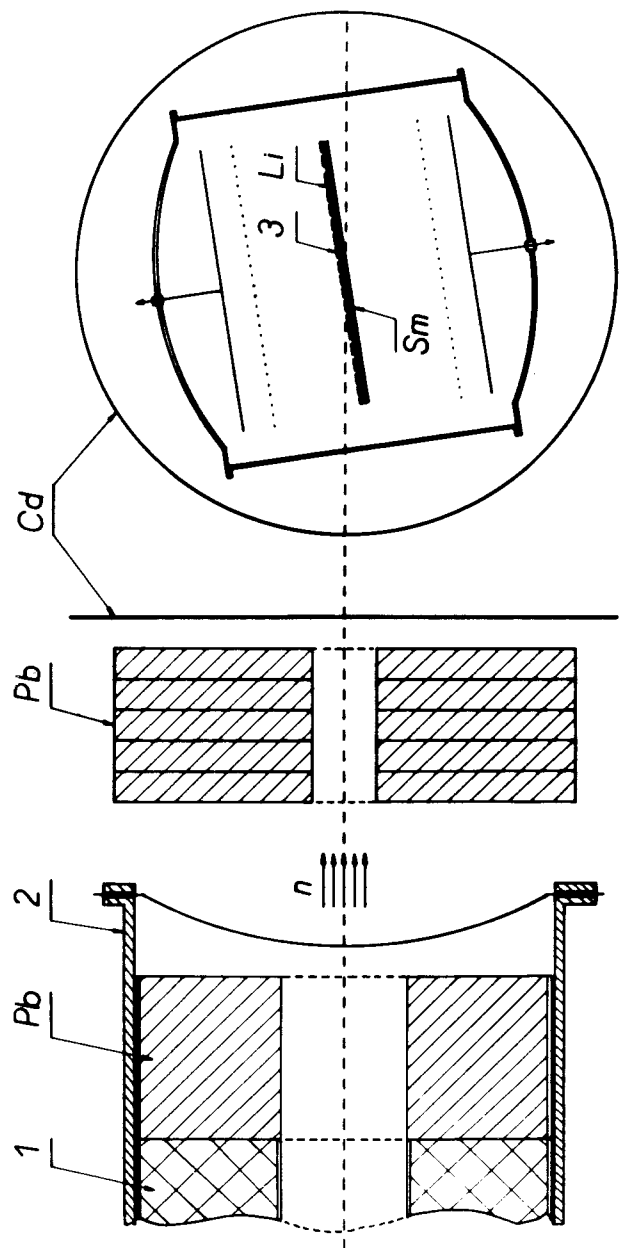


Рис. 1. Схема установки ионизационной камеры на пучке нейтронов: 1 - парафин с бором; 2 - нейтронвод; 3 - маска на литиевой мишени.

Измерения выполнялись на импульсном реакторе ИБР-30, работавшем совместно с линейным ускорителем электронов. Анализ нейтронов по энергии осуществлялся по методу времени пролета с разрешением  $0,3 \text{ мкс/м}$ . Две мишени - литиевая и самариевая, имеющие одинаковую площадь и нанесенные с одной стороны на алюминиевые подложки, складывались подложками внутрь и устанавливались в двухсекционную ионизационную камеру с сеткой /рис. 1/. Ионизационная камера окружалась кадмием для защиты от нейтронов, термализовавшихся в помещении, и для всех измерений, кроме первого, кадмий ставился также на пути нейтронного пучка перед камерой для устранения рециркуляционных нейтронов, имеющих энергию меньше  $0,03 \text{ эВ}$ .

Спектры заряженных частиц, вылетающих из мишеней, определялись по методике, слегка измененной по сравнению с описанной в работе /16/. В спектрометрический тракт электроники введена специальная компенсация амплитудной перегрузки во время импульса мощности реактора, это заметно улучшило выделение различных групп заряженных частиц, вылетающих из литиевой мишени.

Литиевые мишени изготовлялись методом напыления в вакууме. Фторид лития ( $\text{LiF}$ ) с помощью молибденовых лодочек-нагревателей напылялся на алюминиевые подложки. Режим напыления был таким, что не происходило заметного распыления молибдена. Перед напылением нагреватель и подложка обезгаживались при прогреве нагревателя, не загруженного фторидом лития. Толщина мишеней из  $\text{LiF}$  определялась по весу. Взвешивание подложек после обезгаживания и нанесения на них гигроскопичного фторида лития производилось на аналитических весах непосредственно после вскрытия вакуумной камеры. Для приготовления мишеней использовался литий различного изотопного состава. Изотопный состав лития в образце с содержанием лития-6 в количестве  $3,65 \pm 0,1\%$  был определен с помощью масс-спектроскопического анализа, при этом содержание лития-6 в другом образце, имеющем паспортное значение  $90,5\%$ , было получено равным  $91 \pm 0,5\%$ . Параметры литиевых мишеней приведены в табл. 1.

Таблица I

Мишени номер	Мишени состав	Содержание лития-6 в литии, %		Вес фторида лития, мг	$R_{Li}$ , атомов $\frac{см^2}{(лития-6)}$	Содержание самария-147 в самарии, %	$n_{sm}$ атомов $\frac{см^2}{(самария-147)}$	15 п.б.
L1	LiF	3,65 ± 0,1	99 ± 0,5		$1,35 \cdot 10^{17}$ (± 5%)	-	-	0,0002
L2	LiF	90,5 ± 0,5	14,2 ± 0,3		$4,97 \cdot 10^{17}$ (± 3%)	-	-	0,0006
S1	$Sm_2O_3$	-	-		-	96,4	$1,03 \cdot 10^{18}$ (± 4%)	0,10
S2	$Sm_2O_3$	-	-			$15,0 \pm 0,1$ естествен- ная смесь	$2,23 \cdot 10^{17}$ (± 5%)	0,02

Самариевые мишени изготовлены по методу, описанному в работе [1], заключающемся в многократном нанесении при помощи кисточки тонких слоев образца на алюминиевую подложку с выжиганием каждый раз связующих органических веществ. Среднее число атомов самария-147 на квадратном сантиметре площади мишени определялось по естественному  $\alpha$ -распаду атомов самария-147, когда мишени уже были установлены в ионизационную камеру, но еще не облучались нейтронами. Период полураспада самария-147 взят равным  $1,07 \pm 0,02 \cdot 10^{11}$  лет, как среднее из значений  $1,06 \pm 0,02 \cdot 10^{11}$  лет<sup>18/</sup> и  $1,08 \pm 0,02 \cdot 10^{11}$  лет<sup>19/</sup>. Эффективность регистрации всего измерительного тракта ионизационная камера - амплитудный анализатор проверялась с помощью калиброванных источников  $\alpha$ -частиц, помещаемых в камеру, и генератора импульсов известной частоты. Параметры самариевых мишеней также приведены в табл. 1.

При изготовлении мишеней стремились к тому, чтобы:

а/ мишени были тонкими /удовлетворялось условие  $n\sigma_0 \ll 1$  /;

б/ загрузки электронной аппаратуры от регистрируемых частиц были малыми /для устранения заметных просчетов/, но достаточными для получения необходимой статистической точности;

в/ вес мишеней из фторида лития был довольно большим для достаточно точного /< 3%/ его определения с помощью взвешивания;

г/ мишени из окиси самария были достаточно тонкими для вылетающих из них  $\alpha$ -частиц.

Оптимальными условиями, удовлетворяющими всем этим требованиям, оказались измерения с приведенными в табл. 1 мишенями в так называемой "косой геометрии", когда мишени стояли под углом  $3^{\circ}45'$  к пучку бомбардирующих нейтронов /рис. 1/. В такой геометрии толщина мишеней для бомбардирующих нейтронов больше в 15 раз, что существенно важно для повышения выхода  $\alpha$ -частиц из самариевой мишени, а толщина мишеней для вылетающих заряженных частиц при этом не меняется.

Как видно из последней колонки табл. 1, мишени для бомбардирующих нейтронов остаются достаточно тонкими ( $15n \cdot \sigma_0 \leq 0,10$ ). Для уменьшения просчетов при работе с литиевыми мишенями пришлось использовать маску, уменьшавшую число вылетающих заряженных частиц из мишеней в 58 раз. Маска была вырезана из алюминиевой фольги толщиной 190 мкм, и на ней равномерно по площади специальным пробойником выбито 151 отверстие диаметром  $/3,04 \pm 0,03/$  мм. Рабочий диаметр маски с выбитыми отверстиями был таким же, как у мишеней из лития и самария:  $/282 \pm 1/$  мм.

### Результаты

Выполнено пять серий измерений отношения выхода  $\alpha$ -частиц из самариевой мишени ( $N_\alpha$ ) к выходу тритонов из литиевой мишени ( $N_t$ ). В левой части рис. 2 изображен временной спектр  $\alpha$ -частиц, вылетающих из самариевой мишени с энергией в интервале 7,5-10,5 МэВ; вверху дана шкала энергии бомбардирующих нейтронов. В правой части рис. 2 изображен энергетический спектр тритонов и  $\alpha$ -частиц, вылетающих из литиевой мишени при энергии нейтронов в интервале 3,0 - 4,1 эВ. Условия экспериментов и результаты измерений приведены в табл. 2. В пятой колонке таблицы приведено произведение отношения числа атомов лития-6 к числу атомов самария-147 для различных пар мишеней на отношение выходов  $\alpha$ -частиц и тритонов из тех же мишеней. Это произведение, как видно из формулы /2/, и требуется получить из эксперимента для определения  $\alpha$ -ширины резонанса 3,42 эВ. Взвешенное среднее значение этого произведения равно  $1,27 \cdot 10^{-2}$  с ошибкой  $\pm 6\%$ .

В первом измерении необходимо было учитывать влияние рециклических нейтронов, что приводило к дополнительной ошибке. Заметно больше, чем остальные, отклонение результата первого измерения от среднего значения, возможно, и объясняется неточным учетом влияния рециклических нейтронов.

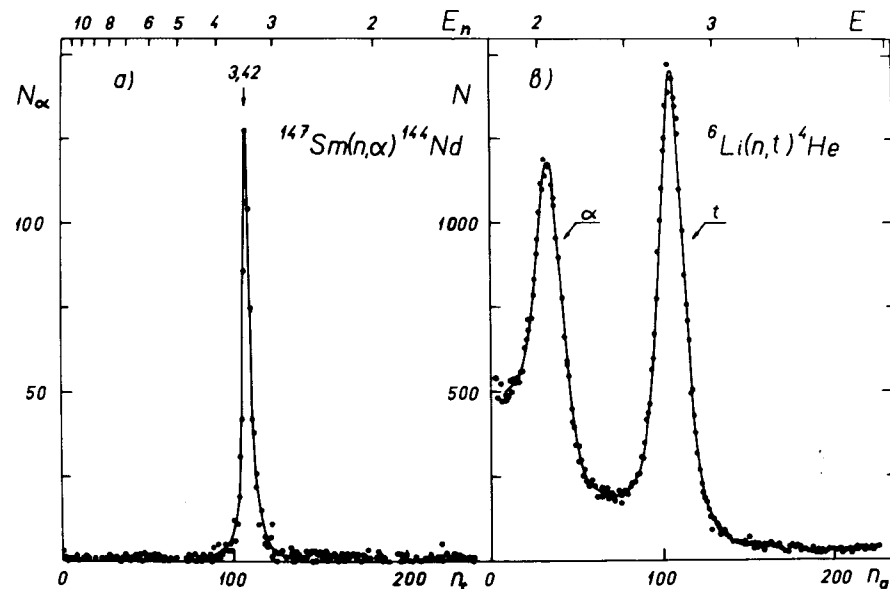


Рис. 2. а/ Временной спектр  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$ ;  $E_n$  - энергия нейтронов в электрон-вольтах. в/ Амплитудный спектр продуктов реакции  $^6\text{Li}(n, t)^4\text{He}$ ;  $E$  - энергия в мегаэлектрон-вольтах.

Если подставить полученное среднее значение произведения в формулу /2/ и взять значения  $\Gamma$  и  $\Gamma_n$  из атласа /12/, то получим

$$\Gamma_\alpha = 2,76 \cdot 10^{-6} \cdot 50,4 \cdot 1,27 \cdot 10^{-2} = 1,77 \cdot 10^{-6} \text{ эВ.}$$

Оценка точности этой величины дает значение средней квадратичной ошибки  $\pm 10\%$ . Отсюда

$$\Gamma_\alpha = (1,8 \pm 0,2) \text{ мкэВ.}$$

Сравнение полученного результата с величинами  $\Gamma_\alpha$ , взятыми из работ /1,3/, с поправками на новое значение  $(\sigma_\alpha)_{\text{тепл.}} = 29 \text{ мбарн}$  - соответственно  $/1,2 \pm 0,5/ \text{ мкэВ}$

Таблица 2

Номер измерения	Набор мишеней	$N_\alpha$	$N_t$	$\frac{n_{Li}}{n_{sm}} \cdot \frac{N_\alpha}{N_t}$	Примечания
1	L1 и S1	278 ( $\pm 10\%$ )	$11,4 \cdot 10^3$ ( $\pm 15\%$ )	$1,48 \cdot 10^{-2}$ ( $\pm 20\%$ )	без кадмия на пути нейтронного пучка в камеру
2	L1 и S1	379 ( $\pm 10\%$ )	$17,3 \cdot 10^3$ ( $\pm 22\%$ )	$1,33 \cdot 10^{-2}$ ( $\pm 25\%$ )	с кадмием со всех сторон ионизационной камеры
3	L2 и S2	810 ( $\pm 4,5\%$ )	$30,0 \cdot 10^3$ ( $\pm 4,5\%$ )	$1,30 \cdot 10^{-2}$ ( $\pm 8\%$ )	"
4	L2 и S1	153 ( $\pm 8\%$ )	$29,0 \cdot 10^3$ ( $\pm 7\%$ )	$1,18 \cdot 10^{-2}$ ( $\pm 12\%$ )	"
5	L2 и S1	207 ( $\pm 8\%$ )	$36,8 \cdot 10^3$ ( $\pm 4,5\%$ )	$1,25 \cdot 10^{-2}$ ( $\pm 11\%$ )	"
-	-	-	-	$1,27 \cdot 10^{-2}$ ( $\pm 6\%$ )	взвешенное среднее

и  $1,6 \pm 0,5$  мкэВ — показывает вполне удовлетворительное согласие. Новое значение  $(\sigma_\alpha)_{\text{тепл}}$  для самария-149 взято как среднее из значений, приведенных в работах [7,8].

В заключение авторы выражают благодарность Р.Ф.Руми, принимавшему участие в предварительных экспериментах, А.Аврамовой за приготовление мишеней из окиси самария, А.Лятушинскому и В.И.Райко за изотопный анализ лития в соединениях, из которых изготавливались литиевые мишени, В.М.Назарову и В.П.Шамчуку за предоставление вакуумной напылительной установки и помощь в приготовлении литиевых мишеней.

1. J.Kvitek, Yu.P.Pořov. *Phys.Lett.*, 22, 186 (1966).
2. В.Н.Андреев, Ю.П.Попов. Бюллетень информационного центра по ядерным данным. Выпуск 2, стр. 5, Атомиздат, 1965.
3. J.Kvitek, Yu.P.Pořov. *Nucl.Phys.*, A154, 177 (1970).
4. М.С.Мохон, Е.Р.Рае. *Nucl.Instr. and Meth.*, 24, 445 (1963).
5. Л.Б.Пикельнер, М.И.Пшимула и др. ПТЭ, 2, 48 /1963/.
6. *Neutron Cross Section. BNL 325, Second Edition, Suppl. 2, vol. 11C, 1966.*
7. K.Okamoto. *Nucl.Phys.*, A141, 193 (1970).
8. A.Emsallem, M.Asghar. *Second International Symposium on Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics, Preprints p. 369, Petten, Netherlands, 1974.*
9. C.A.Uttley, M.G.Sowerby et al. *3rd Conf. Neutron Cross Section + Tech., Knoxville, 2, 551, 1971.*
10. В.В.Голиков, Ж.А.Козлов и др. Сообщения ОИЯИ, 3-5736, Дубна, 1971.
11. *Neutron Cross Section. BNL 325, Second Edition, 1958.*
12. *Neutron Cross Section. BNL 325, Third Edition, vol. 1, 1973.*
13. F.Portmans and H.Ceulemans. *Nucl.Phys.*, A97, 657 (1967).
14. J.W.Codding. Jr., R.L.Tromp and F.B.Simpson. *Nucl.Sci.Eng.*, 43, 58 (1971).
15. H.M.Eiland, S.Weinstein and K.W.Seeman. *3rd Conf. Neutron Cross Section + tech., Knoxville, 2, 673, 1971.*
16. Ю.П.Попов, М.Пшимула и др. ЯФ, 13, 913 /1971/.
17. Й.Томикова. ПТЭ, №6, 202 /1969/.
18. M.C.Gupta and R.D.MacFarlane. *J.Inorg. Nucl.Chem.*, 32, 3425 (1970).
19. K.Valli, J.Aaltonen et al. *Ann.Acad.Sci. Fenn.*, AVI, 177 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел  
17 апреля 1975 года.