

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА



с 343-1

B-878

3876/2-77

26/12-77  
P3 - 10733

В.А.Втюрин, Ю.П.Попов, В.И.Салацкий,  
А.М.Суховой, Г.Хуухэнхуу

УСРЕДНЕННЫЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ

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

НЕЙТРОНОВ 30 кэВ

**1977**

РЗ - 10733

В.А.Втюрин, Ю.П.Попов, В.И.Салацкий,  
А.М.Суховой, Г.Хуухэнхуу

УСРЕДНЕННЫЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ

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

НЕЙТРОНОВ 30 кэВ



Усредненные сечения реакции  $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$   
в области энергии нейтронов 30 кэВ

Описываются первые эксперименты по определению усредненного по резонансам сечения реакции  $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$  на нейтронах с энергией порядка 30 кэВ, полученных на электростатическом ускорителе в реакции  $^7\text{Li}(p, n)$ . Измеренное значение сечения, равное  $(32 \pm 8) \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$ , используется для оценки усредненного по спидам отношения средней  $\alpha$ -ширины к среднему расстоянию между уровнями составного ядра. Сравнение этого отношения при энергии нейтронов 30 кэВ с данными для области разделенных резонансов (при энергии нейтронов 0-100 эВ и 100-200 эВ) указывает на возможную зависимость  $\alpha$ -ширины от энергии нейтронов.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Averaged Cross Sections of the Reaction  
 $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$  with Neutrons at 30 keV

First experiments on determination of the averaged over resonances cross section of the reaction  $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$  with the help of neutrons with energy about 30 keV extracted from the electrostatic generator in the reaction  $^7\text{Li}(p, n)$  were described. The obtained cross section  $(32 \pm 8) \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$  is used to estimate the averaged over spins ratio of the average  $\alpha$ -width to the mean spacing between the levels of the compound nucleus. The comparison of the ratio obtained in the experiments with neutrons at 30 keV with the data obtained in the region of separated resonances (at neutron energies from 0 to 100 eV and from 100 to 200 eV) indicates a possible dependence of  $\alpha$ -width on neutron energy.

The investigation has been performed at the Neutron Physics Laboratory.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

## Введение

В течение последних лет на пучках нейтронов импульсного реактора ИБР-30 ЛНФ ОИЯИ проводится систематическое изучение реакции  $(n, \alpha)$  на резонансных нейтронах с энергиями от нескольких эВ до нескольких кэВ на ядрах с  $60 < A < 190$  /см., напр., <sup>1/1/</sup> /. Такие исследования дают возможность, во-первых, получать новые характеристики нейтронных резонансов, что способствует более полному описанию их структуры, во-вторых, проверять выводы статистической теории, которая позволяет вычислять усредненные параметры  $\alpha$ -распада возбужденных состояний ядер. В связи с этим целесообразно расширять и круг изучаемых ядер, и используемый диапазон энергий нейтронов. Последнее особенно интересно для ядер  $^{147}\text{Sm}$ , поскольку имеется указание <sup>2/</sup> на возможное различие среднего значения  $\alpha$ -ширин в интервалах энергии нейтронов 0-100 эВ и 100-200 эВ.

Настоящая работа посвящена изучению реакции  $(n, \alpha)$  в новой области энергий нейтронов. В ней описываются эксперименты по абсолютному определению усредненного по резонансам сечения реакции  $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$  на нейтронах с энергией порядка 30 кэВ. Такие измерения являются сложной экспериментальной задачей. Во-первых, из-за малых сечений реакции в килоэлектронвольтовой области необходимо использовать достаточно интенсивные /не меньше чем  $10^7$  нейтронов в секунду/ источники нейтронов. Во-вторых, из-за сравнительно больших сечений этой реакции для тепловых и резонанс-

ных нейтронов необходимо надежно учитывать вклад в исследуемое сечение от реакции  $(n, \alpha)$  на замедлившихся в помещении нейтронах.

### Эксперимент

Источником нейтронов с энергией около 30 кэВ служила реакция  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ . Для ускорения протонов использовался электростатический ускоритель ЭГ-5 ЛНФ ОИЯИ. В предварительных экспериментах по исследованию реакции  ${}^{147}\text{Sm}(n, \alpha)$  применялась литиевая мишень в виде  $\text{Li}_2\text{CO}_3$ . В дальнейшем использовалась специальная вакуумная камера, в которой чистые литиевые мишени приготавливались непосредственно в камере путем напыления металлического лития на медные подложки. Это позволило поднять интенсивность нейтронного потока примерно в три раза.

Регистрация  $\alpha$ -частиц проводилась с помощью двухсекционной ионизационной камеры с сеткой /3/, широко применяемой на пучках реактора ИБР-30 для исследования спектров  $\alpha$ -частиц реакции  $(n, \alpha)$  на резонансных нейтронах. Образцы из окиси самария, нанесенные на тонкие алюминиевые подложки, устанавливались на высоковольтный электрод камеры.

Спектры вылетающих из образцов заряженных частиц регистрировались амплитудным 1000-канальным анализатором. Для уменьшения фона использовалась схема "антипропускания", запирающаяся при одновременном появлении в обеих секциях камеры импульсов, эквивалентных по амплитуде  $\alpha$ -частицам с энергией более 3 МэВ, сдвиг между которыми не превышал 2 мкс. Таким образом исключалась значительная часть фоновых импульсов, вызванных космическим излучением, электрическими наводками и другими причинами. Применение такой схемы позволило получить стабильный во времени фон, уменьшенный примерно в три раза по сравнению со схемой, не содержащей блока "антипропускания". Вероятность потери полезного сигнала при наших загрузках за счет случайного совпадения пренебрежимо мала.

Сечение реакции  ${}^{147}\text{Sm}(n, \alpha)$  определялось по формуле

$$\sigma = \frac{N_a \cdot m_1 \cdot m_2}{n_n \cdot n_M \cdot \epsilon} \quad /1/$$

где  $N_a$  - число  $\alpha$ -частиц, зарегистрированных в выделяемом диапазоне энергий спектра;  $n_n$  - полное число нейтронов, попавших на образец;  $n_M$  - число атомов  ${}^{147}\text{Sm}$  на  $1 \text{ см}^2$  образца;  $\epsilon$  - эффективность регистрации  $\alpha$ -частиц, которая равна отношению числа частиц, регистрируемых в выделяемом диапазоне энергий, к полному выходу  $\alpha$ -частиц из реакции  ${}^{147}\text{Sm}(n, \alpha)$ ;  $m_1$  - поправка на выход заряженных частиц из реакций на примесях образца;  $m_2$  - поправка на вклад частиц из реакций  $(n, \alpha)$  на изотопах самария от рассеянных нейтронов.

Выполнены четыре серии измерений сечения. Типичный спектр  $\alpha$ -частиц, вылетающих из образца толщиной 4,9 мг/см<sup>2</sup>, показан на рис. 1. В области до шестидесятого канала анализатора регистрировались  $\alpha$ -частицы от естественного распада  ${}^{147}\text{Sm}$ , в диапазоне 60-175 каналов видны  $\alpha$ -пики от изотопов урана, используемые для калибровки спектра по энергии, и выше - до 400 канала -  $\alpha$ -частицы из реакции  ${}^{147}\text{Sm}(n, \alpha)$  вместе с фоновыми импульсами. Так как вычисленное энергетическое разрешение  $\alpha$ -частиц из-за толщины самариевых образцов было не лучше 500 кэВ/см. табл. 1/,

Таблица 1

Номер образца из $\text{Sm}_2\text{O}_3$	Площадь, см <sup>2</sup>	Толщина, $\frac{\text{мг}}{\text{см}^2}$	Содержание ${}^{147}\text{Sm}$ в $\text{Sm}$	Разрешение кэВ $\Delta E_d$	Примеси других элементов %
1	967	4,9±0,25	96,4	1800	≤ 0,01
2	624	1,16±0,06	95,3	500	≤ 0,1

то дальнейшая обработка спектров при энергии выше 5 МэВ производилась суммированием отсчетов по груп-

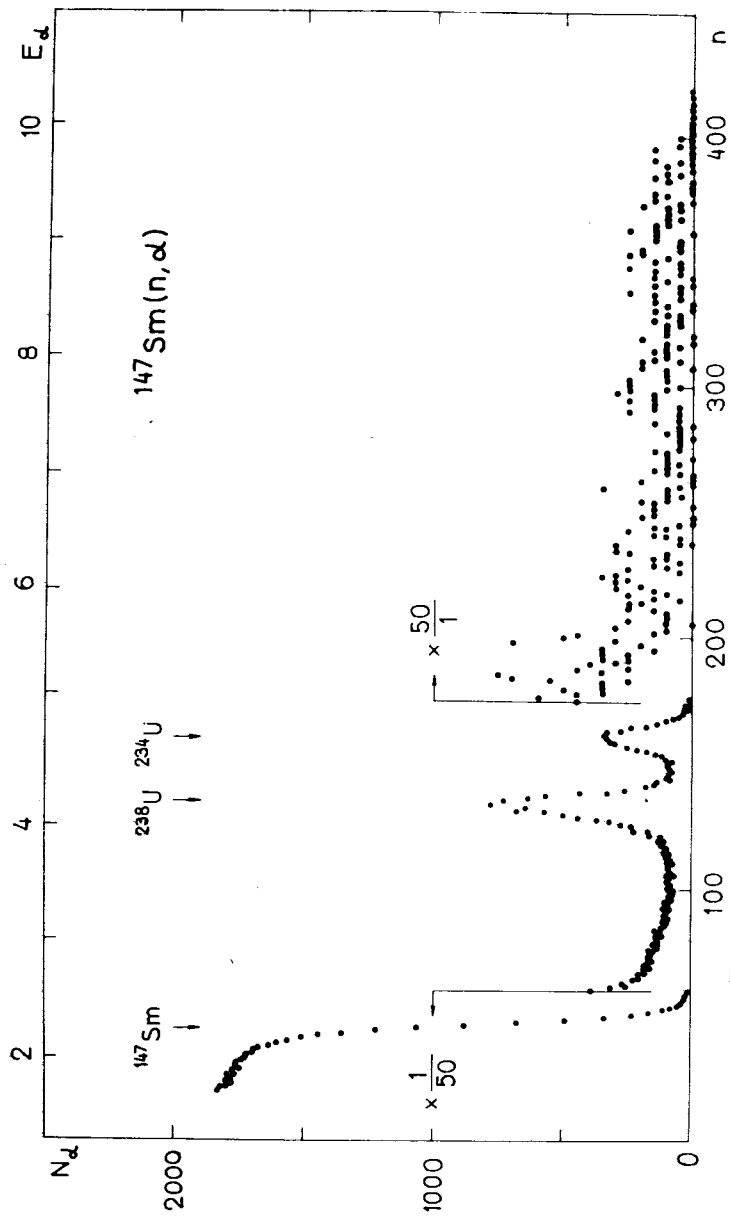


Рис. 1. Спектр  $\alpha$ -частиц из самария при облучении его нейтронами /вместе с  $\alpha$ -частицами от калибровочного источника, содержащего изотопы урана/. На осях:  $N_\alpha$  - число отсчетов на канал,  $E_\alpha$  - энергия частиц в мегаэлектронвольтах,  $n$  - номер канала анализатора.

пам каналов, соответствующим энергии 250 кэВ. Пример такой обработки показан на рис. 2.

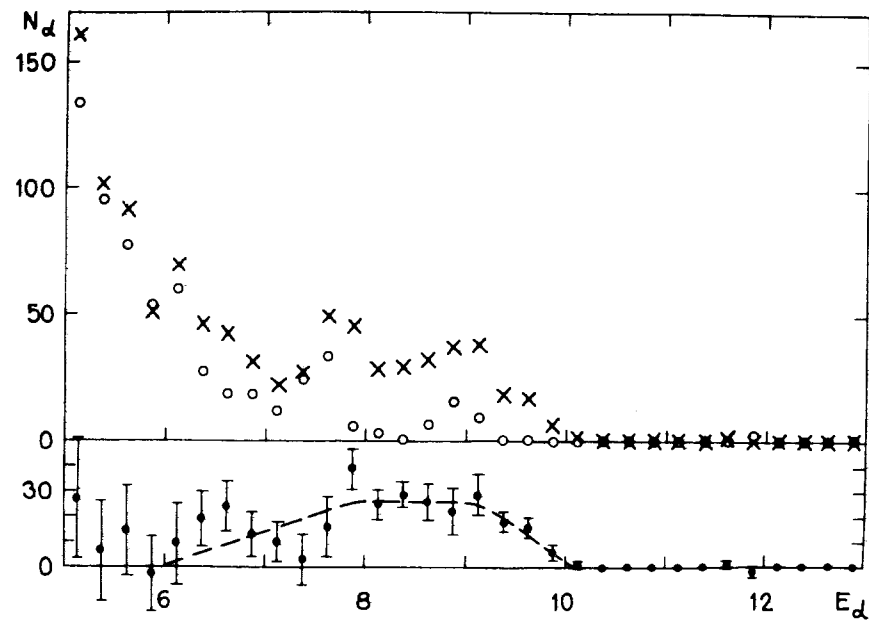


Рис. 2. Экспериментальные спектры.  $\times$  - спектр эффекта + фон,  $o$  - спектр фона,  $\phi$  - чистый эффект. На осях:  $N_\alpha$  - число отсчетов на интервал 250 кэВ,  $E_\alpha$  - энергия частиц в мегаэлектронвольтах.

Реакция  $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)$  измерялась при энергии протонов, превышающей порог реакции  $^7\text{Li}(p, n)$  на 10 кэВ, в то время как фон измерялся при энергии протонов на 10 кэВ ниже порога. При этом фон в интервале энергии  $\alpha$ -частиц от 6 до 10 МэВ составлял около 20 имп./ч. В той же области энергий, когда мишень не бомбардировалась протонами, фон был примерно в полтора раза меньше. При изменении энергии протонов в диапазоне от 12 до 5 кэВ ниже порога фон оставался постоянным, откуда был сделан вывод о слабой зависимости фона от небольших изменений энергии протонов.

Проверка возможной составляющей фона, обусловленной облучением нейтронами материалов конструкции, была проведена с одной из секций камеры без самариевого образца. Оказалось, что в пределах экспериментальных ошибок эта составляющая фона не заметна.

Расхождение в нормировке фона по времени и числу отсчетов  $\alpha$ -частиц из изотопов урана было не больше чем 1%, что характеризовало надежную работу всего измерительного тракта.

Каждая серия измерений сечения реакции  $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)$  состояла из нескольких чередующихся измерений эффекта с фоном и фона. Как правило, время измерения фона составляло около половины времени измерения эффекта с фоном. Спектр частиц из самариевого образца толщиной  $4,9 \text{ мг/см}^2$ , полученный во второй серии, показан на рис. 2. В связи с тем, что из-за кулоновского барьера ядра выход  $\alpha$ -частиц быстро падает с уменьшением их энергии, для тонкого образца можно ограничиться подсчетом  $\alpha$ -частиц в диапазоне энергий примерно  $8-10 \text{ МэВ/см}^2$ , в то время как для толстого образца необходимо учитывать размытие спектра в образце. В настоящей работе для образца толщиной  $4,9 \text{ мг/см}^2$  подсчет  $\alpha$ -частиц ( $N_\alpha$ ) производился в диапазоне от  $6,0$  до  $10,25 \text{ МэВ}$ , а для образца  $1,16 \text{ мг/см}^2$  - в диапазоне от  $8,25$  до  $10,0 \text{ МэВ}$ .

Число нейтронов, бомбардирующих образец, определялось с помощью потокомера - счетчика с шаровым полиэтиленовым замедлителем диаметром  $12,7 \text{ см}^4$ . Спектр нейтронов, вылетающих из литиевой мишени и попадающих на образец, был рассчитан по кинематическим формулам <sup>5/</sup> и имел, примерно, вид треугольника с вершиной около  $30 \text{ кэВ}$  и основанием от  $8$  до  $70 \text{ кэВ}$ . Как видно из работы <sup>6/</sup>, чувствительность потокомера с замедлителем диаметром  $12,7 \text{ см}$  постоянна для нейтронов таких энергий. Абсолютная калибровка чувствительности в этом диапазоне энергий производилась с помощью стандартных плутоний-бериллиевых источников нейтронов и кривой зависимости чувствительности потокомера от энергии нейтронов для широкого диапазона энергий <sup>6/</sup>. Уменьшение потока нейтронов на образец

из-за рассеяния на алюминиевой крышке ионизационной камеры определено тем же потокомером и хорошо совпало с расчетным значением, в котором форма спектра нейтронов была взята как указано раньше.

Независимая проверка числа нейтронов, попавших на образец, осуществлялась по активности  $^7\text{Be}$ , образовавшегося в литиевой мишени. В пределах экспериментальных ошибок оба метода определения числа нейтронов давали одинаковый результат.

В эксперименте использовались два образца окиси самария, параметры которых приведены в табл. 1. В пятой колонке таблицы приведены вычисленные значения энергетического разрешения  $\alpha$ -частиц.

Эффективности регистрации частиц для обоих образцов ( $\epsilon$ ), вычисленные с учетом краевых эффектов по формулам для образцов конечной толщины <sup>7/</sup>, приведены в табл. 2.

Таблица 2

Серия измерений	Номер образца	$n_{\text{м.}} \frac{\text{атом}}{\text{см}^2}$	$N_\alpha$	$n_n$	$\epsilon$	$m_2$	$\sigma = \frac{N_\alpha m_2}{n_n n_{\text{м.}} \epsilon} \frac{\text{см}^2}{\text{см}^2}$
I	I	$1,76 \cdot 10^{16}$ ( $\pm 6\%$ )	165 ( $\pm 38\%$ )	$7,7 \cdot 10^{11}$ ( $\pm 15\%$ )	0,30 ( $\pm 10\%$ )	0,85 ( $\pm 18\%$ )	$29 \cdot 10^{-30}$ ( $\pm 46\%$ )
2	"	"	645 ( $\pm 8\%$ )	$2,2 \cdot 10^{12}$ ( $\pm 20\%$ )	"	"	$39 \cdot 10^{-30}$ ( $\pm 30\%$ )
3	"	"	450 ( $\pm 8\%$ )	$2,0 \cdot 10^{12}$ ( $\pm 30\%$ )	"	"	$31 \cdot 10^{-30}$ ( $\pm 30\%$ )
4	2	$4,14 \cdot 10^{18}$ ( $\pm 6\%$ )	92 ( $\pm 20\%$ )	$1,5 \cdot 10^{12}$ ( $\pm 15\%$ )	0,45 ( $\pm 10\%$ )	"	$28 \cdot 10^{-30}$ ( $\pm 33\%$ )
-	-	-	-	-	-	-	взвешенное среднее $32 \cdot 10^{-30}$ ( $\pm 25\%$ )

Расчеты по статистической теории показывают, что при  $E_n = 30 \text{ кэВ}$  самарий-147 должен иметь наибольшее среди других элементов сечение реакции  $(n, \alpha)$  в ин-

тервале энергий  $\alpha$ -частиц 6-10 МэВ, только  $^{143}\text{Nd}$  может иметь сравнимое сечение. Поэтому малые примеси других элементов /см. колонку 6 табл. 1/ не могут дать существенного вклада в измеряемый эффект, то есть можно принять, что поправка  $m_1=1$ .

Поправка на вклад частиц из реакции  $(n, \alpha)$  от рассеянных нейтронов ( $m_2$ ) определена с помощью специального контрольного эксперимента. Ионизационная камера с образцом самария устанавливалась сначала под углом  $0^\circ$ , а затем под углом  $60^\circ$  к направлению пучка протонов. Энергия протонов, как и в основных экспериментах, была выше порога реакции  $^7\text{Li}(p, n)$  на 10 кэВ. При этих условиях нейтроны из лития вылетали по направлению пучка протонов в конусе с углом раствора  $\pm 30^\circ$  и на образец, стоящий под углом  $60^\circ$ , могли попадать только рассеянные нейтроны. Измерения дали значение поправки  $m_2 = 0,85 \pm 0,15$ . Предположение, что при одинаковом количестве нейтронов, вылетевших из литиевой мишени, число рассеянных нейтронов, попадавших на образец в обоих случаях, одинаково, было экспериментально проверено для подкадмиевых нейтронов с помощью борного счетчика со съёмным кадмиевым чехлом и для нейтронов широкого спектра энергий - с помощью потокомера с шаром диаметром 5 см, защищенным от потока прямых нейтронов медным цилиндром. Оказалось, что с точностью в пределах 10% оно правильно.

Условия измерений и результаты приведены в табл. 2.

### Обсуждение результатов

Малый выход  $\alpha$ -частиц в реакции  $(n, \alpha)$  для нейтронов с энергией ~30 кэВ не позволил эффективно использовать тонкие образцы, с тем чтобы получить хорошее энергетическое разрешение для  $\alpha$ -спектра. Спектр для образца толщиной 4,9 мг/см<sup>2</sup> представлен на рис. 3. Здесь трудно выделить  $\alpha$ -переходы на отдельные конечные состояния ядра  $^{144}\text{Nd}$  /см. стрелки на рис. 3/. Вероятно, можно сделать лишь вывод о том, что существен-

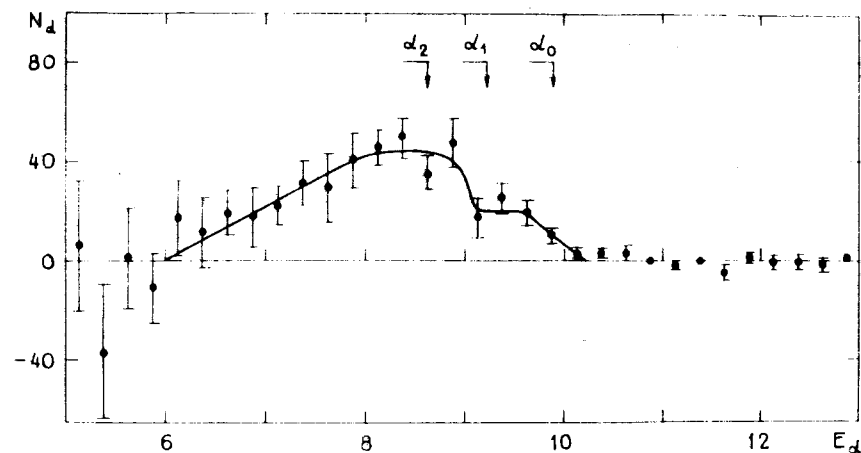


Рис. 3. Спектр  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{147}\text{Sm}(n, \alpha) ^{144}\text{Nd}$ , полученный в третьей серии измерений. На осях:  $N_\alpha$  - число частиц на интервал 250 кэВ,  $E_\alpha$  - энергия частиц в мегаэлектронвольтах.

ный вклад дают  $\alpha$ -переходы в возбужденные состояния ядра  $^{144}\text{Nd}$ .

Полное среднее сечение реакции  $(n, \alpha)$  по аналогии с [8] можно выразить через параметры нейтронных резонансов:

$$\langle \sigma(n, \alpha) \rangle = 2\pi^2 \lambda^2 \sum_{J, \ell} \frac{g_J}{D_J} \left\langle \frac{\Gamma_n^\ell \cdot \Gamma_\alpha^J}{\Gamma^\ell} \right\rangle, \quad /2/$$

где:  $\Gamma_n^\ell$ ,  $\Gamma_\alpha^J$  и  $\Gamma^\ell$  - соответственно нейтронная, альфа- и полная ширины резонансов;  $D_J$  - среднее расстояние между уровнями со спином  $J$ ;  $g_J$  - статистический фактор;  $\ell$  - орбитальный момент нейтрона.

Не имея возможности в настоящее время количественно рассчитать вклад р-нейтронов в реакцию  $(n, \alpha)$  при энергии нейтронов 30 кэВ из-за неопределенности параметров взаимодействия р-нейтронов с ядром  $^{147}\text{Sm}$  /нейтронная силовая функция  $S_1$  отличается у разных авторов в 6 раз, а радиационная  $S_\gamma$  - в три раза/, мы приписали все измеренное сечение s-нейтронам /хотя по некоторым данным оценка вклада р-нейтронов в  $\sigma(n, \alpha)$  может достигать 25%/.

## Литература

1. Попов Ю.П. ЭЧАЯ, 1972, 2, с.925.
2. Balabanov N.P. et al. Nucl. Phys., 1976, A261, p.35.
3. Попов Ю.П. и др. ОИЯИ, Б1-3-8769, Дубна, 1975.
4. Алейников В.Е. и др. ОИЯИ, Р16-4480, Дубна, 1969.
5. Физика быстрых нейтронов /под ред. Дж.Мариона и Дж. Фаулера/. Госатомиздат, М., 1963, т.1, с.60.
6. Алейников В.Е. и др. Neutron Monitoring for Radiation Protection Purposes, vol. 1, IAEA, Vienna, 1973.
7. Абросимов Н.К., Кочаров Г.Е. Изв. АН СССР, сер. физ., 1962, 26, с.237.
8. Физика быстрых нейтронов /под ред. Дж.Мариона и Дж.Фаулера/. Атомиздат, М., 1966, т.2, с.506.
9. Фурман В.И., Попов Ю.П. В сб.: Нейтронная физика. "Наукова думка", Киев, 1972, ч.1, с.159.
10. Каржавина Э.Н. и др. ОИЯИ, Р3-6237, Дубна, 1972.
11. Кадменский С.Г., Фурман В.И. ЭЧАЯ, 1975, 6, с.469.

Рукопись поступила в издательский отдел  
10 июня 1977 года.