

сообщения  
Объединенного  
Института  
Ядерных  
Исследований  
Дубна

5877 / 2-80

8/12-80  
3-80-564

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

СПЕКТРОМЕТРИЯ  $\alpha$ -ЧАСТИЦ  
ИЗ РЕАКЦИИ  $^{143}\text{Nd} (n, \alpha) ^{140}\text{Ce}$   
НА РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНАХ

1980

## ВВЕДЕНИЕ

Ядро  $^{143}\text{Nd}$  было одним из первых тяжелых ядер, при исследовании которого в пучке медленных нейтронов была обнаружена реакция  $(n, \alpha)$ . Эксперименты проводились сначала на тепловых  $^1$ , а затем на резонансных нейтронах  $^2$ . Изучение спектров  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)^{140}\text{Ce}$  позволило экспериментально исследовать парциальные  $\alpha$ -переходы, а также двухступенчатую реакцию  $(n, \gamma \alpha)$  на нейтронах тепловых  $^3, 4$  и резонансных /при  $E_0 = 55 \text{ эВ } ^{143}\text{Nd} ^5/$ . В последней работе были также измерены полные  $\alpha$ -ширины наиболее сильных резонансов в области энергий до 700 эВ.

Создание нового спектрометра  $\alpha$ -частиц  $^6$  дало возможность расширить исследуемый диапазон энергий нейтронов до  $\sim 10 \text{ кэВ}$ . Это позволило надеяться на получение новых данных о компаунд-состояниях, образующихся после захвата нейтронов ядрами  $^{143}\text{Nd}$ , и их  $\alpha$ -распаде, в частности, на определение спинов резонансов, измерение усредненных по резонансам сечений в киловольтной области с целью уточнения значения средней  $\alpha$ -ширины и т. д.

## МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ И ОБРАБОТКИ РЕЗУЛЬТАТОВ

Измерения проводились по методу времени пролета на импульсном реакторе ИБР-30, работавшем в качестве бустера для ускорителя ЛУЭ-40. Геометрия эксперимента с цилиндрической ионизационной камерой в качестве  $\alpha$ -спектрометра  $^6$  описана ранее  $^7$ . Были проведены две серии экспериментов на пролетных базах 85 и 30 м. Статистическая точность измерения на длинной базе была меньше, но благодаря лучшему временному разрешению и меньшей перегрузке детекторного тракта в момент импульса мощности реактора в этой серии экспериментов можно было наблюдать отдельные резонансы до энергии 2600 эВ, а также измерять усредненные по резонансам сечения реакции  $(n, \alpha)$  до энергии  $\sim 13 \text{ кэВ}$ .

Измерения на короткой базе проводились с целью выделения вклада более слабых резонансов. Для уменьшения перегрузки от импульса мощности реактора и улучшения отношения медленных нейтронов к быстрым во второй серии измерений пучок нейтронов фильтровался блоком из мягкого алюминиевого сплава толщиной 10 см. Поскольку такой фильтр, а также заглушки на концах ва-

куумных отрезков нейтроновода, изготовленные из того же сплава, содержали марганец, это могло приводить к "выеданию" нейтронного потока в районе сильных резонансов марганца с  $E_0=337, 1098$  и  $2375$  эВ. Для того, чтобы оценить этот эффект, мы сравнивали: соотношение числа отсчетов  $\alpha$ -частиц для рассматриваемых резонансов в измерениях первой и второй серии и отсюда получили, что содержание марганца составляет  $1,6 \pm 0,1\%$ . Это позволило внести поправки, учитывающие влияние резонансов Mn на энергетическую зависимость потока нейтронов.

Рециклические нейтроны, а также нейтроны, термализовавшиеся в помещении, поглощались кадмиевым экраном толщиной 1 мм, окружавшим камеру со всех сторон. /Для поглощения рециклических нейтронов в измерениях на базе 85 м в пучок устанавливался дополнительный борный фильтр толщиной  $0,53$  г/см<sup>2</sup>/. Характеристики мишени и основные данные, относящиеся к измерениям, приведены в табл. 1.

Таблица 1

Ядро-мишень	Вид соединения	Обогащение, %	Площадь, см <sup>2</sup>	Толщина, мг/см <sup>2</sup>	База, м	Временное раз-решение	Время измерения, ч
<sup>143</sup> Nd	Nd <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	83,5	3650	0,67	84,5	48	140
					30	135	322

Для анализа и регистрации сигналов с камеры использовался измерительный модуль на базе ЭВМ "Электроника 100/16 И", работавший в двухмерном режиме /амплитуда сигнала - время пролета/. Регистрируемые события по мере поступления запоминались в оперативной памяти ЭВМ, а затем в виде блоков записывались на магнитную ленту. Получение одномерных спектров, времяпролетных /в амплитудных окнах отдельных  $\alpha$ -переходов/ и амплитудных /во временных окнах соответствующих резонансов/, проводилось путем сортировки записанного на ленте двухмерного массива на ЭВМ CDC-6500.

При захвате  $\nu$ -нейтронов ядрами <sup>143</sup>Nd образуются компаунд-состояния со спинами и четностью  $3^-$  и  $4^-$ . Из состояний  $4^-$   $\alpha$ -распад возможен только на возбужденные уровни конечного ядра <sup>140</sup>Se с ненулевым спином /  $\alpha$ -распад  $4^- \rightarrow 0^+$  запрещен правилами отбора/. Поскольку первое возбужденное состояние  $2^+$  в <sup>140</sup>Se находится при энергии возбуждения  $1,6$  МэВ, это приводит к уменьшению проникаемости кулоновского барьера, а следовательно, и средних  $\alpha$ -ширин для состояний  $4^-$  по срав-

нению с  $\alpha$ -ширинами для состояний  $3^-$  приблизительно на два порядка. В основное состояние  $0^+$  дочернего ядра правилами отбора разрешены  $\alpha$ -переходы только из состояний  $3^-$ . Это позволяет сравнительно легко идентифицировать такие состояния по спину, получив времяпролетный спектр в амплитудном окне  $\alpha_0$ -перехода. Этот спектр /рис.1/ использовался нами и для разделения вкладов близких пар резонансов с  $E_0 = 657,6; 708$  эВ и  $E_0 = 971; 1007$  эВ. В качестве эталонной бралась форма линии отдельного резонанса с  $E_0 = 852,6$  эВ, находящегося в непосредственной близости от них. На рис.2 представлены амплитудные спектры отдельных резонансов и дублета  $657,6+708$  эВ, полученные после вычитания фона, измеренного в промежутках между резонансами, а также амплитудные спектры, усредненные по резонансам в килоэлектронвольтовой области энергии нейтронов. На рис.3 показаны амплитудные спектры высоколежащих резонансов. Вычитание фона из этих спектров и спектров, усредненных по резонансам, производилось путем плавной экстраполяции хода фоновой кривой в область высоких энергий, соответствующую  $\alpha$ -переходам в первое возбужденное и основное состояния дочернего ядра. Кроме того, при обработке этих спектров был учтен вклад реакционных нейтронов, проходящих через борный фильтр.

Число  $\alpha$ -частиц в резонансах со спином  $4^-$  определялось из времяпролетных и амплитудных спектров, измеренных на короткой базе. Для учета вклада близкорасположенных резонансов со спином  $3^-$  из временных спектров, полученных в амплитудных окнах, соответствующих переходам  $\alpha_1, \alpha_2, \dots$  и энергетическому интервалу реакции  $(n, \alpha)$ , - спектр I, вычитался временной спектр, полученный в амплитудном окне  $\alpha_0$ -перехода, - спектр II. Последний был пронормирован таким образом, чтобы компенсировать вклад резонансов  $3^-$  /коэффициент нормировки K мы взяли равным отношению суммы площадей резонансов с  $E_0 = 127,4$  и  $135,5$  эВ для спектров I и II /. Вклад резонансов со спином и четностью  $4^-$  выделялся из полученного разностного временного спектра обычным образом. Следует отметить, что такой метод выделения должен давать погрешность, обусловленную разным соотношением интенсивностей  $\alpha_0$ -перехода и  $\alpha_1, \alpha_2, \dots$ -переходов для отдельных резонансов. Поэтому вклады реакции  $(n, \alpha)$  при переходе на возбужденные состояния и реакции  $(n, \alpha)$  оценивались нами также путем выделения их из амплитудных спектров, полученных во временных окнах соответствующих резонансов. В пределах ошибок результаты, полученные этими методами, совпадают. Площади резонансов  $4^-$ , приводимые в табл.2, получены как средние взвешенные для этих двух методов.

При определении  $\alpha$ -ширин в качестве калибровочной была использована  $\alpha$ -ширина резонанса  $179,5$  эВ <sup>8/</sup>. Данные о полных

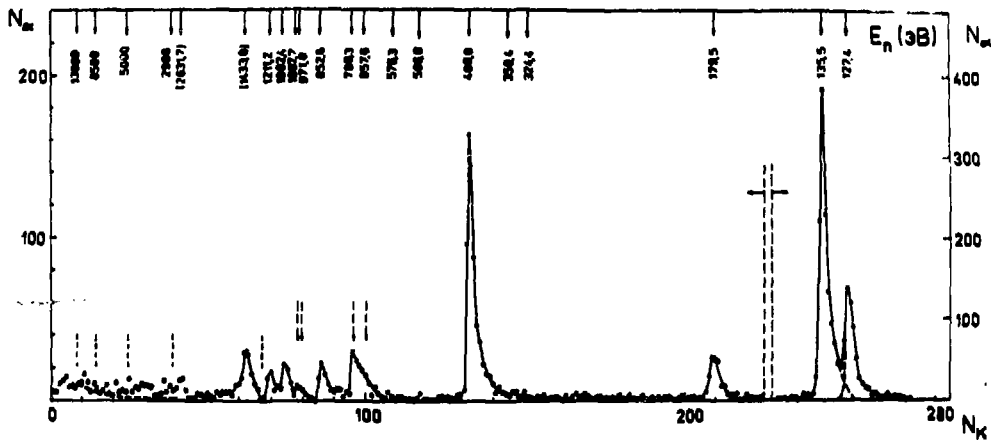


Рис.1. Времяпролетный спектр реакции  $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)^{140}\text{Ce}$  в амплитудном окне  $\alpha_0$ -перехода. Стрелками показано положение известных резонансов со спином и четностью  $3^-$ . Пунктиром для  $E_n > 2900$  эВ обозначены интервалы, в которых были получены только усредненные по резонансам сечения.

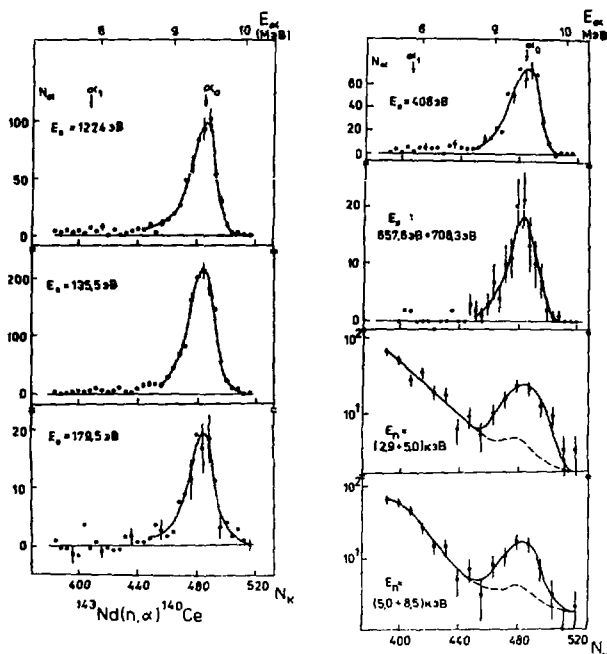


Рис.2. Амплитудные спектры низколежащих резонансов после вычитания фона и спектры, усредненные по резонансам в килоэлектронвольтовой области энергий. Пунктиром показан ход фона.

и нейтронных ширинах калибровочных и исследуемых резонансов были взяты из компиляции <sup>19</sup>. Методика калибровки была описана ранее в работе <sup>17</sup>.

## РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Число  $\alpha$ -частиц в резонансах, полученные нами  $\alpha$ -ширины и данные о спинах измеренных резонансов приведены в табл.2. Для всех резонансов наши данные о спинах хорошо согласуются с данными компиляции <sup>19</sup>, а для резонансов с  $E_0 = 852,6; 971,6$ ;

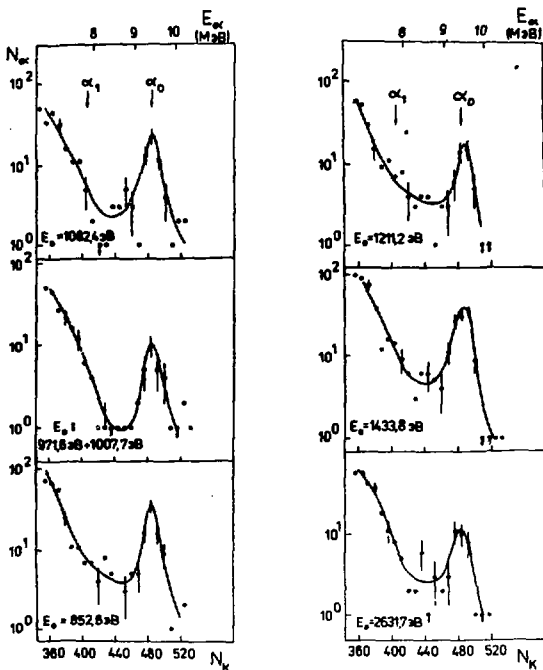


Рис. 3. Амплитудные спектры высоколежащих резонансов.

1007,8; 1082,4; 1211,2 эВ - с более поздней работой<sup>10</sup>. Резонансам с  $E_0=1433,8$  эВ и  $E_0 = 2631,7$  эВ нами было впервые приписано значение спина  $3^-$ . Поскольку для резонансов 55,3; 158,9 и 306 эВ верхние оценки ширины  $\Gamma_{\alpha_0}$  оказались значительно меньше среднего значения  $\langle \Gamma_{\alpha_0} \rangle = 21,3$  мкэВ /  $\Gamma_{\alpha_0} / 55,3$  эВ /  $< 0,024$  мкэВ,  $\Gamma_{\alpha_0} / 158,9$  эВ /  $< 0,05$  мкэВ и  $\Gamma_{\alpha_0} / 306$  эВ /  $< 0,034$  эВ/, им был приписан спин  $4^-$  с уровнем достоверности 95%.

Приводимые в табл.2  $\alpha$ -ширины для резонансов со спином и четностью  $3^-$  являются практически парциальными ширинами  $\alpha_0$ -переходов /см. амплитудные спектры этих резонансов на рис.2 и 3/. Для резонансов  $4^-$  в табл.2 приведены полные  $\alpha$ -ширины, где заметную роль, возможно, играет ширина  $\Gamma_{\gamma\alpha}$ , напри-

Таблица 2

$E_0$ /эВ/	$J^n$		$N_a$	$\Gamma_a$ /мкэВ/
	/9, 10/	наши данные		
-6	3 <sup>-</sup>			$4,6 \pm 0,9$
55,3	4 <sup>-</sup>	4 <sup>-</sup>	$330 \pm 50$	$0,12 \pm 0,04$
127,4	3 <sup>-</sup>	3 <sup>-</sup>	$615 \pm 35$	$8,0 \pm 1,5$
135,5	3 <sup>-</sup>	3 <sup>-</sup>	$1315 \pm 45$	$32 \pm 8$
158,9	4 <sup>-</sup>	4 <sup>-</sup>	$175 \pm 47$	$0,18 \pm 0,08$
179,5	3 <sup>-</sup>	3 <sup>-</sup>	$115 \pm 13$	$2,6 \pm 0,3$
186,6	4 <sup>-</sup>		< 115	< 0,16
306,2	4 <sup>-</sup>		$68 \pm 35$	$2,3 \pm 21$
324,4	3 <sup>-</sup>		< 7	< 0,5
350,4	3 <sup>-</sup>		< 10	< 1,0
408,0	3 <sup>-</sup>	3 <sup>-</sup>	$550 \pm 27$	$58 \pm 12$
506,8	3 <sup>-</sup>		< 5	< 1,5
576,2	3 <sup>-</sup>		< 6	< 5
657,6	3 <sup>-</sup>	3 <sup>-</sup>	$27 \pm 14$	$7 \pm 4$
708,3	3 <sup>-</sup>	3 <sup>-</sup>	$91 \pm 29$	$28 \pm 10$
852,6	3 <sup>-</sup>	3 <sup>-</sup>	$69 \pm 10$	$95 \pm 24$
971,6	3 <sup>-</sup>	3 <sup>-</sup>	$11 \pm 6$	$12 \pm 7$
1007,7	3 <sup>-</sup>	3 <sup>-</sup>	$14 \pm 6$	< 13
1082,4	3 <sup>-</sup>	3 <sup>-</sup>	$51 \pm 8$	$47 \pm 13$
1211,2	3 <sup>-</sup>	3 <sup>-</sup>	$34 \pm 7$	$26 \pm 8$
1433,6		3 <sup>-</sup>	$102 \pm 11$	$108 \pm 24$
2631,7		3 <sup>-</sup>	$26 \pm 6$	$84 \pm 24$

мер, в резонансе с  $E_0 = 55,3$  эВ отношение  $\Gamma_{\gamma a} / \Gamma_a = 0,65^{1/5}$ . Поскольку согласно статистической теории  $\Gamma_{\gamma a}$  слабо флуктуирует от резонанса к резонансу одного спина ( $\frac{\Delta \Gamma_{\gamma a}}{\Gamma_{\gamma a}} \sim 2\%$ ), представляло интерес уточнить  $\alpha$ -ширины резонанса  $E_0 = 158,7$  эВ и в особенности  $E_0 = 186,6$  эВ, для которого в работе <sup>1/5/</sup> была получена верхняя оценка, близкая к  $\Gamma_{\gamma a}$  резонанса  $E_0 = 55,3$  эВ. Как можно видеть из табл. 2, нам удалось заметно увеличить точность определения  $\Gamma_a$  для резонанса  $E_0 = 158,7$  эВ. Однако получить значения  $\Gamma_a$  для резонанса  $E_0 = 186,6$  эВ нам не удалось ввиду сложности разделения его с близко расположенным резонансом с  $E_0 = 179,5$  эВ со спином 3<sup>-</sup>.

Полученные нами значения  $\alpha$ -ширин позволили построить распределение  $\alpha$ -ширин перехода в основное состояние и определить



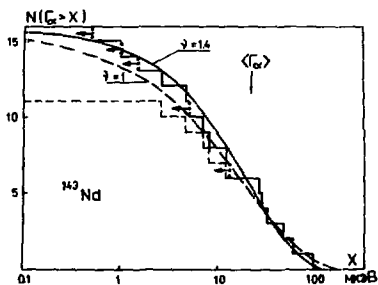


Рис. 4. Распределение ширин  $\alpha_0$ -перехода  $^{143}\text{Nd}$  для 16 резонансов с  $E_0$  до 1200 эВ. Стрелками обозначены верхние оценки ширин. Штрих-пунктиром показана гистограмма, полученная при условии равенства  $\Gamma_\alpha$  их верхним оценкам; плавные кривые /сплошная и пунктирная/ - теоретические распределения  $\alpha$ -ширин,  $\nu$ -число степеней свободы распределения.

согласие полученного распределения с предсказываемым статистической теорией с  $\nu_{\text{эфф}} = 1$ .

На интервале  $1,2 \div 2,9$  кэВ из 17 резонансов со спином  $3^-$ , ожидаемых исходя из известной плотности уровней, мы наблюдали только два /  $E_0 = 1433,8$  и  $E_0 = 2631,7$  эВ/, поэтому определение средней  $\alpha$ -ширины для этого интервала проводилось исходя из усредненного по этому интервалу сечения реакции  $(p, \alpha)$ . В области энергии нейтронов выше 2,9 кэВ нами были получены только усредненные по резонансам сечения реакции  $(p, \alpha)$ . Спектры  $\alpha$ -частиц в интервалах  $2,9 \div 5$  кэВ и  $5 \div 8,5$  кэВ представлены на рис. 2. Пунктирной кривой показан ход фона с учетом рециклических нейтронов. Усредненные сечения определялись нами при помощи выражения /8/ работы /11/:

экспериментальное значение эффективного числа степеней свободы этого распределения

$$\nu_{\text{эфф}} = \frac{2 \langle \Gamma_\alpha \rangle^2}{\langle \Gamma_\alpha^2 \rangle - \langle \Gamma_\alpha \rangle^2}$$

На рис. 4 показано распределение  $\alpha$ -ширин для резонансов со спином  $3^-$ , находящихся в интервале до ~1200 эВ. Для пяти резонансов в этой области удалось получить лишь верхние оценки ширин /ступеньки гистограммы со стрелками/, но величина их мала, и если положить  $\alpha$ -ширины этих резонансов равными верхним оценкам, то средняя  $\alpha$ -ширина  $\langle \Gamma_\alpha \rangle$  изменится лишь на 6%. Для этого интервала было получено  $\nu_{\text{эфф}} = 1,35 \div 1,13$ . Первая величина относится к случаю, когда для указанных пяти резонансов величины  $\Gamma_\alpha$  полагались равными их верхним оценкам, а вторая к случаю, когда эти  $\Gamma_\alpha$  полагались равными нулю. На рис. 4 видно хорошее

$$\langle \sigma_{(n, \alpha_0)} \rangle = \frac{N_{\alpha_0} \phi(E_0) \lambda_k^2 E_j^k \Gamma_D^k \Gamma_\alpha^k}{N_{\alpha_k} 2 \Gamma_k \int_{\Delta E_n} \phi(E_n) dE_n},$$

здесь  $\Delta E_n$  - интервал усреднения.

Измеренные сечения позволили получить параметр  $\langle \frac{\Gamma_{\alpha_0}}{D} \rangle_j$  /см. выражение /2/ работы /11/ /:

$$\langle \frac{\Gamma_{\alpha_0}}{D} \rangle_j = \frac{\langle \sigma_{(n, \alpha_0)} \rangle 2 \int_{\Delta E_n} \phi(E_n) dE_n}{\int_{\Delta E_n} \phi(E_n) \lambda^2 \frac{\langle \Gamma_n \rangle}{\langle \Gamma \rangle} F(E_n) dE_n}.$$

Поскольку  $\alpha$ -переходы на возбужденное состояние дочернего ядра  $^{140}\text{Ce}$  составляют 1%, эти данные практически характеризуют поведение ширины  $\alpha$ -перехода в основном состоянии. Совокупность полученных значений средних  $\alpha$ -ширин /табл.3/ не противоречит предположению статистической теории о независимости средней  $\alpha$ -ширины от энергии нейтронов.

Таблица 3

$\Delta E_n$ /кэВ/	$\mu_0^*$	$N_{\alpha_0}$	$\langle \sigma_{(n, \alpha_0)} \rangle$ /мкбарн/	$\langle \frac{\Gamma_{\alpha_0}}{D} \rangle_j \cdot 10^{-8}$	$\langle \frac{\Gamma_{\alpha_0}}{D} \rangle$ /мкэВ/
0÷1,2	15			13±5	21±8
1,2÷2,9	19	145±30	150±35	11±5	18±7
2,9÷5,0	27	72±11	105±24	14±5	23±8
5,0÷8,5	44	44±10	65±21	13±6	21±9
8,5÷13,7	66	28±15	45±24	14±9	23±14

\*  $\mu_0$  - эффективное число резонансов, ответственных за среднее сечение /или величину  $\Gamma_{\alpha_0}/D$  / в данном интервале энергий /подробнее см. /11/ /.

В связи с проводимыми в последние годы исследованиями реакции  $(n, \alpha)$  на фильтрованных пучках нейтронов /12/ необходимо обратить внимание на малую величину средней альфа-ширины в районе 2 кэВ /"провал" на рис.1/, поскольку для скандиевого филь-

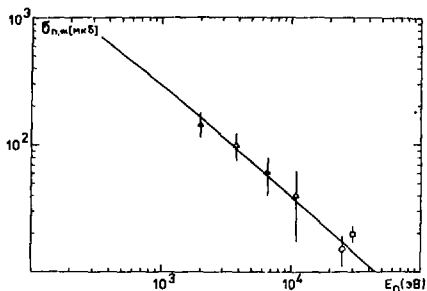


Рис. 5. Усредненное по резонансам сечение реакции  $^{143}\text{Nd}(n,\alpha)^{140}\text{Ce}$ . Треугольники - данные настоящей работы, приведенные в табл. 3, кружок - результат работы [12], квадрат - результат работы [13]. Сплошная линия - расчетная зависимость сечения от энергии в предположении  $\langle \Gamma_{\alpha}/D \rangle = \text{const}$ .

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные исследования реакции  $^{143}\text{Nd}(n,\alpha)^{140}\text{Ce}$  позволили получить  $\alpha$ -ширины и проанализировать их статистические свойства на большом числе резонансов. Экспериментальные значения усредненных по резонансам сечений хорошо описываются расчетной зависимостью сечения от энергии, полученной в предположении постоянства  $\langle \Gamma_{\alpha_0}/D \rangle$  /см. рис. 5/, хотя для узких энергетических интервалов можно наблюдать значительные флуктуации /интервал 1,6-2,6 кэВ/. Распределение парциальных альфа-ширин перехода в основное состояние удовлетворяет распределению Портера-Томаса.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Т.С.Зваровой и И.Зайдель за изготовление мишени из  $^{143}\text{Nd}$ , М.З.Ишмухамедову, А.П.Сиротину и В.А.Владимирову за

ра толщиной 96 см более 80% потока нейтронов приходится на интервал 1,6 - 2,4 кэВ, т.е. в промежутке между наблюдаемыми нами сильными резонансами, которые дают основной вклад в сечение на интервале 1,2-2,9 кэВ. Исключение резонансов  $E_0 = 1,433$  кэВ и  $E_0 = 2,631$  кэВ снижает сечение почти втрое:  $\langle \sigma_{(n,\alpha)} \rangle = 55 \pm 18$  мкбарн /ср. с табл. 3/. Отметим, что результаты измерений сечений этой реакции на фильтрованном скандием пучке, получаемые разными авторами, могут отличаться, так как на величину сечения будет сильно влиять ширина полосы пропускания фильтра /зависит от того, войдут ли сильные резонансы с  $E_0 = 1,433$  кэВ и  $E_0 = 2,631$  кэВ в полосу пропускания фильтра/.

наладку измерительного модуля, Ю.Намсраю и А.С.Савватееву за подготовку математического обеспечения модуля и Т.М.Островной за составление программы сортировки двухмерной информации.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. MacFarlane R.D., Almodovar J. Phys.Rev., 1962, 127, p.1665.
2. Квитек И., Попов Ю.П. Письма в ЖЭТФ, 1967, т.5, вып.10, с.365.
3. Oakey N.S., MacFarlane R.D. Phys.Lett., 1968, 26B, p.662.
4. Emsallem A., Asghar M. In: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy, Petten, 1975, p.395; Aldea L. et al. Z.Phys., 1977, A283, p.391.
5. Винивартер П. и др. ОИЯИ, РЗ-6754, Дубна, 1972.
6. Анджеевски Ю. и др. ОИЯИ, 13-12458, Дубна, 1979.
7. Во Ким Тхань и др. ОИЯИ, РЗ-11644, Дубна, 1978.
8. Гледенов Ю.М., Пак Хон Чер, Попов Ю.П. Бюллетень центра данных ЛИЯФ, 1977, вып.4, с.3.
9. Neutron Cross Section. BNL 325, vol.1, Third Ed., 1973.
10. Rohr G. et al. In: Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy, ed. by R.E.Crien and W.R.Kane. Plenum Press, N.Y., 1979, p.734.
11. Во Ким Тхань и др. ОИЯИ, РЗ-12755, Дубна, 1979.
12. Анджеевски Ю. и др. ОИЯИ, РЗ-13013, Дубна, 1980.
13. Попов Ю.П., Салацкий В.И., Хуухэнхуу Г. ОИЯИ, З-12095, Дубна, 1979.

Рукопись поступила в издательский отдел  
21 августа 1980 года.