

42/√-70

К-323

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.

РЗ - 4982



ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

И. Квитек, Ю.П. Попов

ИССЛЕДОВАНИЕ
РЕАКЦИИ (n, α)
НА ИЗОТОПАХ САМАРИЯ И НЕОДИМА
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ
НИЖЕ 1 КЭВ

1970

РЗ - 4982

И. Квитек, Ю.П. Попов

ИССЛЕДОВАНИЕ
РЕАКЦИИ (n , α)
НА ИЗОТОПАХ САМАРИЯ И НЕОДИМА
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ
НИЖЕ 1 КЭВ

Направлено в "Nuclear Physics"

8314/2
ур



1. В в е д е н и е

Исследование реакции (n, α) на резонансных нейтронах дает в руки экспериментаторов специфические возможности. С одной стороны, это позволяет изучать высоковозбужденные состояния ядер с разрешением, дать которое способна только нейтронная спектроскопия. С другой стороны, "простота" вылетающей альфа-частицы и довольно развитая теория α -распада позволяют надеяться на более полный анализ природы уровней, лежащих при энергии связи нейтрона в ядре, а также механизма α -распада возбужденных состояний ядер.

Однако постановка таких экспериментов затруднена вследствие малой величины сечения реакции (n, α) и большого фона конкурирующей реакции (n, γ) . До настоящего времени исследования реакции (n, α) проводились на тепловых нейтронах от мощных реакторов. С помощью полупроводниковых детекторов и ионизационной камеры были получены сечения реакции на тепловых нейтронах и спектры α -частиц для редкоземельных изотопов ^{143}Nd /1,2/, ^{147}Sm /1/, ^{149}Sm /1-4/ и ^{151}Eu /2/. Было показано, что для указанных ядер $\sigma(n, \alpha) / \sigma(n, \gamma) \approx 10^{-5} - 10^{-9}$. Спектры α -частиц оказались состоящими из переходов в основное и первое возбужденное состояние, и только в работе Макфарлайна и Оакей /5/ после значительного усовершенствования методики в спектре α -частиц из реакции $^{149}\text{Sm}(n, \alpha)$ обнаружено

10 α -переходов, половина из которых идет на неизвестные ранее уровни дочернего ядра. Однако интерпретация полученных данных в значительной степени затрудняется тем, что захват тепловых нейтронов часто обусловлен вкладом нескольких резонансов с различными характеристиками.

Более полную и однозначную информацию о механизме реакции (n, α) могут дать измерения с резонансными нейтронами. Но, потоки таких нейтронов, имеющиеся в распоряжении экспериментаторов, на несколько порядков меньше потоков тепловых нейтронов. Поэтому здесь невозможно применять детекторы размером всего в несколько квадратных сантиметров.

Первые исследования реакции (n, α) на резонансных нейтронах были проведены авторами на мишени из естественной смеси изотопов самария ^{/6/}. Затем были произведены измерения на обогащенных изотопах ¹⁴³Nd и ¹⁴⁵Nd ^{/7/}, а недавно - на изотопах ⁹⁵Mo и ¹²³Te ^{/8/}. Разработанный нами газовый сцинтилляционный детектор с многослойной мишенью ^{/9/} обладал большой светосилой, но не позволил проводить анализ α -частиц по энергии, поэтому изучались лишь полные вероятности α -распада отдельных возбужденных состояний ядер.

Измерения спектров α -частиц для двух резонансов ¹⁴⁷Sm были осуществлены с помощью двойной ионизационной камеры с сеткой в работе ^{/10/}.

В настоящей работе приводятся результаты исследования реакции (n, α) на изотопе ¹⁴⁹Sm, а также дополненные и уточненные по сравнению с опубликованными ранее ^{/6,7/} данные по исследованию реакции (n, α) на изотопах ¹⁴³Nd, ¹⁴⁵Nd, ¹⁴⁷Sm в области энергии нейтронов от 0,04 до 900 эв.

2. Методика измерений

Исследования реакции (n, α) на изотопах редких земель проводились на импульсном реакторе ИБР с микротроном в качестве инжектора. Энергия нейтронов определялась методом времени пролета. Временное разрешение составляло от 0,03 до 2 мксек/м, пролетное расстояние 30 - 100 м.

Для регистрации α -частиц использовался ксеноновый сцинтилляционный детектор α -частиц с многослойной мишенью ^{19/}. Ксенон находился в электростатическом поле напряженностью 800 вольт/см, что позволило на два порядка увеличить световой выход ксенона. Детектор α -частиц обладал следующими параметрами:

- 1) Полная площадь мишени $0,7 \text{ м}^2$.
- 2) Эффективность регистрации γ -квантов в полях γ -квантов $10^8 \text{ } \gamma / \text{сек}$, $\epsilon_{\gamma} \leq 10^{-8}$.
- 3) Эффективность регистрации α -частиц из реакции (n, α) ,
 $\epsilon_{\alpha} = 0,3 + 0,4$.
- 4) Собственный фон детектора ≈ 20 импульсов/мин.

Конструкция детектора α -частиц позволяла составить многослойную мишень таким образом, что чередовались сцинтилляционные промежутки с исследуемым изотопом и промежутки без изотопа. Счёт числа импульсов в промежутках обоих типов проводился независимо, что давало возможность одновременно с исследованием реакции (n, α) измерять фон на пучке нейтронов. В одной серии измерений (см.табл.1) использовались дополнительные сеточные электроды посредине сцинтилляционных промежутков. В связи с увеличением расстояний между пластинами полная площадь мишени уменьшилась на 30%, в то же время это изменение конструкции детектора позволило снизить величину собственного фона детектора и его чувствительность к γ -квантам почти вдвое.

Таблица 1
Характеристики мишеней и режима работы в отдельных сериях

Мишень	Вес мишени по элементу, г	Обогащение, %	Толщина слоя по элементу, мг/см ²	Количество слоев	Разрешение по энергии нейтронов, мксек/м	Время измерения, час	Режим работы ^{х/} детектора
Nd	30,5	-	4,6	12	2,0 0,10	21,5 110	В
Sm	16,6	-	4,75	6	0,10 0,60	56 100	А
¹⁴⁸ Nd	17,7	73,2	2,66	12	0,03	140	В
	11,8		2,66	8	0,10	75	В,С
¹⁴⁸ Nd	32,3	84,6	4,87	12	0,10	74	В
¹⁴⁸ Sm	33,35	94,6	10,0	6	0,10	120	А

^{х/} Сцинтиляционный детектор работал
 А - с фоновыми промежутками,
 В - без фоновых промежутков,
 С - с дополнительными сеточными электродами.

В качестве мишеней использовались слои окисей неодима или самария, нанесенные на алюминиевую подложку. Методика нанесения описана Томиковой^{/11/}. Характеристики использовавшихся образцов из естественных смесей изотопов самария и неодима, а также из обогащенных изотопов ¹⁴³Nd, ¹⁴⁵Nd и ¹⁴⁹Sm приведены в табл. 1.

В нашем эксперименте измерялся выход α -частиц в зависимости от энергии нейтронов. Одновременно с регистрацией α -частиц регистрировались и γ -лучи из мишени с помощью детектора типа Моксона-Рей^{/12/}, нечувствительного к форме спектра γ -лучей в отдельных резонансах.

Счёт α -частиц и γ -квантов в отдельном резонансе определялся следующими факторами:

$$N_{\alpha} = \epsilon_{\alpha} \cdot \omega_{\alpha} \cdot t_{\alpha} \cdot \phi \cdot A \cdot \Gamma_{\alpha} / \Gamma, \quad (1)$$

$$N_{\gamma} = \epsilon_{\gamma} \cdot \omega_{\gamma} \cdot t_{\gamma} \cdot \phi \cdot A \cdot \Gamma_{\gamma} / \Gamma,$$

где ϵ_{α} и ϵ_{γ} - эффективности регистрации случаев реакций (n, α) и (n, γ) , ω_{α} и ω_{γ} - телесные углы, в которых регистрируются соответствующими детекторами α -частицы и γ -кванты; t_{α} и t_{γ} - времена измерений соответствующими детекторами; ϕ - поток нейтронов; A - площадь резонанса под кривой пропускания; Γ , Γ_{γ} , Γ_{α} - соответственно полная, радиационная и α -ширины резонанса.

В этом случае имеет место соотношение

$$\frac{\Gamma_{\alpha}}{\Gamma_{\gamma}} = k \frac{N_{\alpha}}{N_{\gamma}}, \quad (2)$$

где коэффициент k содержит только характеристики детекторов α -частиц, γ -квантов и времена измерений.

Коэффициент k может быть легко определен при одновременном измерении счёта α -частиц и γ -квантов в тепловой области энергий, где известны по другим работам величины эффективных сечений реакций (n, α) и (n, γ) :

$$k = \left(\frac{\sigma(n, \alpha)}{\sigma(n, \gamma)} \cdot \frac{N_\gamma}{N_\alpha} \right)_{th} \quad (3)$$

Если значение $\sigma_{th}(n, \alpha)$ неизвестно, то необходимо провести измерения счёта α -частиц и γ -квантов для изучаемого изотопа одновременно с другим изотопом, для которого известно значение k . Искомый калибровочный коэффициент определяется соотношением

$$k_i = k_j \frac{\epsilon(E_{\alpha i})}{\epsilon(E_{\alpha j})} \cdot \frac{B_j}{B_i} \quad (4)$$

где индекс i соответствует величинам, относящимся к исследуемому изотопу; j - к изотопу с известным значением калибровочного коэффициента k ; B - соответствующие величины энергии связи последнего нейтрона в ядре. Выражение (4) получено с учётом того, что для детектора γ -лучей типа Моксона-Рейя эффективность регистрации акта радиационного захвата медленного нейтрона пропорциональна энергии связи нейтрона.

Подобный метод калибровки применялся при определении значения k для резонансов ^{145}Nd по калибровочному коэффициенту для изотопа ^{143}Nd и для резонансов ^{147}Sm - по коэффициенту для изотопа ^{149}Sm . Калибровочные измерения при этом проводились на естественной смеси изотопов. В обоих случаях можно показать путем расчёта, что эффективности регистрации α -частиц для переходов в основное

и первое возбужденное состояния ядра в данных изотопах близки.

В том случае, когда разрешение по энергии нейтронов недостаточно и пики на кривых (n, α) и (n, γ) содержат несколько резонансов, отношение счётов α -частиц и γ -квантов в пике будет составлять:

$$\frac{\sum_i (N_{\alpha})_i}{\sum_i (N_{\gamma})_i} = k \frac{\sum_i \left(\frac{\phi A}{\Gamma} \Gamma_{\alpha} \right)_i}{\bar{\Gamma}_{\gamma} \sum_i \left(\frac{\phi A}{\Gamma} \right)_i}, \quad (5)$$

где i - номер резонанса, дающего вклад в данный пик. В том случае, если $(\phi A / \Gamma)_i \approx \text{const}$, что реализуется при близких значениях Γ_n или при $\Gamma_n \gg \Gamma_{\gamma}$ и малом изменении потока нейтронов в пределах данной группы резонансов, мы имеем:

$$\frac{\sum_i (N_{\alpha})_i}{\sum_i (N_{\gamma})_i} = k \frac{\bar{\Gamma}_{\alpha}}{\Gamma_{\gamma}}. \quad (6)$$

3. Результаты измерений

В качестве примера результатов наших измерений на рис. 1 и 2 приведены кривые счёта α -частиц из реакций (n, α) на обогатённых изотопах ^{143}Nd и ^{149}Sm в зависимости от энергии нейтронов (нижние кривые). В верхней части рисунков показан счёт γ -лучей из реакции (n, γ) , полученный в тех же условиях.

Для более точного определения площадей резонансов в реакции (n, α) и уточнения величины среднего расстояния между уровнями для

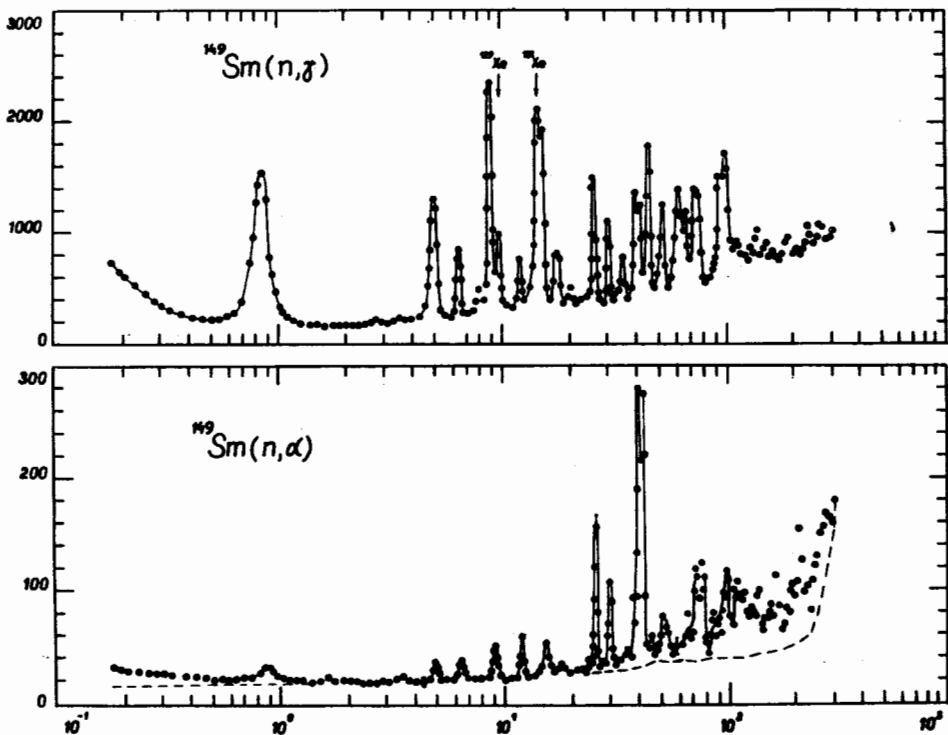


Рис. 1. Зависимость счёта α -частиц (нижняя кривая) и γ -квантов (верхняя кривая) от энергии нейтронов в измерениях с разделённым изотопом ^{149}Sm . Пунктирная кривая соответствует фону.

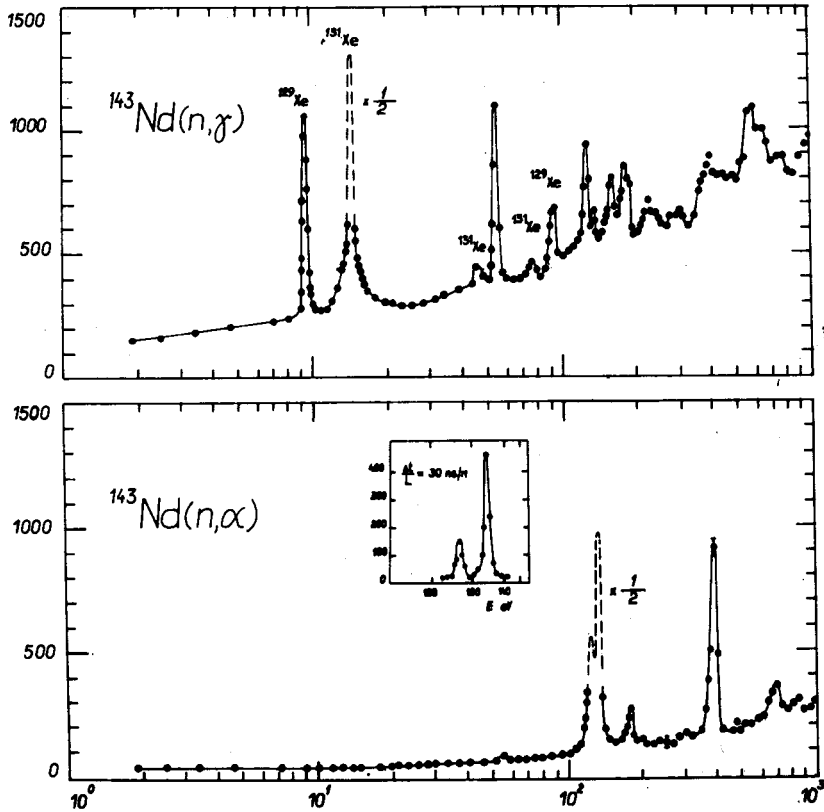


Рис. 2. Зависимость счёта α -частиц (нижняя кривая) и γ -квантов (верхняя кривая) от энергии нейтронов в измерениях с разделённым изотопом ^{143}Nd .

изотопов Nd проводились дополнительные измерения счёта γ -лучей в зависимости от энергии нейтронов с разрешением 8 нсек/м.

Результаты обработки площадей под резонансами в реакциях (n, α) и (n, γ) на изотопах самария и неодима приведены в табл. 2. Величины Γ_α получались умножением экспериментальных отношений $\Gamma_\alpha / \Gamma_\gamma$ на значения Γ_γ , взятые из работ^{/13,14/}, или на средние значения $\bar{\Gamma}_\gamma$ (см. табл. 3).

В ошибку величин Γ_α включены лишь погрешности в определении площадей под резонансами на кривых счёта α -частиц и γ -квантов. Сюда не вошли ошибки в определении средней радиационной ширины (около 20%), а также в определении калибровочного коэффициента k (10% для изотопов самария и около 25% для изотопов неодима). Эти ошибки постоянны для всех α -ширин данного изотопа, их введение маскировало бы флуктуации α -ширин.

Несколько замечаний об экспериментальных данных. Необходимо отметить, что в наших первых измерениях α -ширин для изотопов неодима^{/7/} при нормировке по тепловому сечению ^{143}Nd была допущена ошибка, вызванная учётом вклада дополнительного счёта γ -лучей от захвата нейтронов примесными ядрами самария в значение N_γ (формула (3)). В связи с этим все значения α -ширин для изотопов ^{143}Nd и ^{145}Nd исправлены. Причем теперь применялись 4 метода нормировки: а) по формуле (3), но с учётом вклада γ -лучей от 0,5% примеси ядер самария; б) используя параметры резонанса $E_0 = 4,37$ эв^{/13/} известную зависимость потока нейтронов от энергии и данные измерения счёта α -частиц в резонансе и тепловой области; в) используя одновременные измерения выхода α -частиц в резонансах 4,37 эв (^{145}Nd) и 3,4 эв (^{147}Sm) с помощью двойной ионизационной камеры^{/10/}; д) используя измерения выхода α -частиц и γ -квантов для изотопа ^{143}Nd в тепловой и резонансной области. Для резонанса 4,37 эв этими мето-

Таблица 2

Ядро-мишень	Энергия резонанса E_0 , эв	J^π	Γ_γ (мэв)	Счет α -частиц в резонансе	$\Gamma_\alpha / \Gamma_\gamma \cdot 10^6$	$\Gamma_\alpha \cdot 10^7$, эв
^{140}Sm	0,098	4^-	63	17050 ± 2050	$1,00 \pm 0,25$	$0,63 \pm 0,16$
	0,87	4^-	60	930 ± 120	$0,67 \pm 0,11$	$0,40 \pm 0,07$
	4,98	4^-	67	170 ± 30	$0,64 \pm 0,13$	$0,43 \pm 0,09$
	6,48	4^-		110 ± 20	$1,20 \pm 0,25$	$0,76 \pm 0,16$
	9,0	4^-	67	250 ± 30	$0,7 \pm 0,1$	$0,47 \pm 0,06$
	12,2			170 ± 30	$3,7 \pm 0,8$	$2,4 \pm 0,5$
	14,9			110 ± 25	$1,00 \pm 0,25$	$0,64 \pm 0,16$
	17,1			34 ± 18	$0,9 \pm 0,5$	$0,54 \pm 0,30$
	25,2; 26,1			430 ± 40	$3,9 \pm 0,5$	$2,4 \pm 0,3$
	30,9			285 ± 55	$4,6 \pm 1,0$	$3,9 \pm 0,9$
	34,0			57 ± 27	$2,2 \pm 1,1$	$1,4 \pm 0,7$
	40,2			710 ± 60	$16,5 \pm 2,2$	$10,2 \pm 0,4$
	41,3			600 ± 50	$11,1 \pm 1,5$	$6,9 \pm 0,9$
	45,1			55 ± 44	$0,5 \pm 0,5$	$0,7 \pm 0,7$
	51,8			140 ± 75	$1,9 \pm 1,0$	$1,2 \pm 0,6$
	57-68			250 ± 40	$1,5 \pm 0,3$	$0,9 \pm 0,2$
	70-75			460 ± 200	$3,8 \pm 1,7$	$2,3 \pm 1,0$
90-100			590 ± 40	$3,5 \pm 0,5$	$2,2 \pm 0,3$	
^{147}Sm	3,4	3^-	61	1790 ± 150	41 ± 6	25 ± 3
	18,3	4^-	41	480 ± 30	$5,8 \pm 0,6$	$2,4 \pm 0,3$
	29,8			95 ± 22	$8,0 \pm 2,2$	$4,8 \pm 1,3$
	32,1		55	62 ± 22	$3,0 \pm 1,0$	$1,6 \pm 0,6$
	49,4			130 ± 20	$17,0 \pm 3,5$	10 ± 2
	58			67 ± 15	10 ± 3	6 ± 2
	83,5			215 ± 25	33 ± 4	20 ± 3
	183			560 ± 40	56 ± 8	27 ± 4

^{148}Nd 4,36	3 ⁻	51	3940 \pm 90	8,6 \pm 0,5	4,4 \pm 0,8	
43,1	3 ⁻		760 \pm 60	2,3 \pm 0,3	1,4 \pm 0,2	
I02	3 ⁻	63	160 \pm 40	3,3 \pm 1,0	2,0 \pm 0,8	
^{148}Nd - 6	3 ⁻	86	98000 \pm 300	59 \pm 16	51 \pm 13	
55,8	(4 ⁻)	80	30 \pm 15	4 \pm 2	3,2 \pm 1,6	
I27	3 ⁻	94	1980 \pm 160	91 \pm 13	86 \pm 12	450 180
I35	3 ⁻	70	5250 \pm 240	480 \pm 45	336 \pm 30	142 31
I59	(4 ⁻)	83	40 \pm 25	\leq 2,5	\leq 2	
I80	3 ⁻		380 \pm 45	28 \pm 6	17 \pm 4	
I87	(4 ⁻)		\sim 10	\leq 6	\leq 4	
408	3 ⁻		1760 \pm 130	550 \pm 160	420 \pm 120	
705	3 ⁻		280 \pm 50	225 \pm 100	170 \pm 100	

дами были получены соответственно следующие значения α -ширин: 0,34; 0,40; 0,42 и 0,68 мкэв. Нами взято средневзвешенное значение $\Gamma_{\alpha} = 0,44 \pm 0,08$ мкэв, по которому и нормировались α -ширины всех остальных резонансов изотопов ^{143}Nd и ^{145}Nd .

Самарий-149. В реакции (n, α) мы наблюдали 27 резонансов ниже 100 эв по энергии нейтронов. Выше 56 эв энергетическое разрешение было недостаточным для выделения отдельных резонансов, и экспериментальная кривая дает суммарный счёт по нескольким резонансам. К счастью, резонансы в пределах каждой из групп имеют не очень отличающиеся нейтронные ширины, поэтому согласно выражению (6) отношения площадей в счётах (n, α) и (n, γ) под пиками для групп резонансов будут близкими к отношению соответствующих средних ширин.

В измерениях с обогащенным изотопом были уточнены величины Γ_{α} для четырех низколежащих резонансов, полученные в измерениях с естественной смесью изотопов самария^{/6/}. Неточное значение Γ_{α} для резонанса 17,1 эв в работе^{/6/} связано, по-видимому, с неправильным учётом вклада сильного резонанса другого изотопа ^{147}Sm с $E_0 = 18,3$ эв.

Самарий-147. Значения α -ширин для 8 резонансов получены при изучении реакции (n, α) на естественной смеси изотопов самария^{/6/}.

Результаты измерения с изотопом ^{149}Sm показали, что пик в счёте α -частиц в измерениях с естественным самарием при $E_0 \approx 40$ эв принадлежит в основном резонансам ^{149}Sm с $E_0 = 40,2$ эв и 41,3 эв, а не резонансу ^{147}Sm с $E_0 = 39,9$ эв, как предполагалось ранее^{/6/}.

Неодим-145. Реакция $^{145}\text{Nd}(n, \alpha)$ наблюдалась впервые. Измерены α -ширины для трех резонансов. При этом предполагалось, что весь счёт α -частиц в пике, соответствующем неразрешенным

резонансам с $E_0 = 102$ и 103 эв, принадлежит резонансу с $E_0 = 102$ эв, имеющему благоприятный спин $J^\pi = 3^-$ (резонанс с $E_0 = 103$ эв имеет $J^\pi = 4^-$).

Общий вклад исследованных резонансов в тепловое сечение реакции $^{145}\text{Nd}(n, \alpha)$ составляет $0,04 \pm 0,01$ мбарн, что согласуется с верхней оценкой сечения, указанного в работе ^{/1/}, $\sigma(n, \alpha)_h \leq 0,1$ мбарн.

Неодим-143. В диапазоне энергий ниже 410 эв в реакции (n, α) проявилось 5 резонансов, в то время как в реакции $(n, \alpha) - 14$ резонансов. При больших энергиях нейтронов надежно проявился лишь резонанс с $E_0 = 705$ эв.

4. Обсуждение результатов измерения

После захвата резонансных нейтронов с нулевым орбитальным моментом ядрами ^{143}Nd , ^{145}Nd , ^{147}Sm и ^{149}Sm образуются чётно-нечётные ядра в возбужденных состояниях со спинами и чётностью $J^\pi = 3^-$ и 4^- . В подавляющем большинстве случаев возбуждение снимается за счёт испускания каскадов γ -квантов. Альфа-распад возбужденных состояний происходит менее чем в 10^{-5} части случаев. Это связано в основном с малой проникаемостью кулоновского барьера ядра для α -частиц.

Вероятность α -распада (или α -ширину) можно представить как произведение двух факторов ^{/15/}:

$$W = \frac{\Gamma_\alpha}{\hbar} = f \cdot P. \quad (7)$$

Первый множитель - вероятность образования α - частицы на поверхности ядра - определяется внутренними свойствами, природой верхних возбужденных уровней ядра. Его вычисление представляет большие трудности в рамках современных моделей. Статистическая теория связывает этот множитель со средними расстояниями между уровнями в окрестностях распадающегося состояния ядра простым выражением

$$f = \frac{D}{2\pi \hbar} . \quad (8)$$

Второй множитель в выражении (7) учитывает вероятность проникновения α -частицы через кулоновский и центробежный барьеры ядра. Экспоненциальное изменение этого множителя с энергией α -частицы является причиной того, что наиболее интенсивные α -переходы идут на наименее состояния дочерних ядер. Величины P для α -распада состояний, возбуждаемых при захвате медленных нейтронов различными ядрами, вычислялись в работах Гриффioenа и Расмуссена /16/ и Дадакиной /17/.

Измеряемые нами значения α -ширин характеризуют суммарную вероятность α -переходов на всевозможные состояния дочернего ядра при фиксированном исходном состоянии составного ядра. В табл. 2 приведены результаты измерения α -ширин для распада около 40 возбужденных состояний ядер самария и неодима и несколько значений α -ширин, усредненных по группам резонансов.

Экспериментальные значения α -ширин, усредненные по всем резонансам ядра, интересно сравнить с результатами расчетов по статистической теории

$$\bar{\Gamma}_{\alpha} = \frac{D}{2\pi \hbar} \sum_{l_1} P_{l_1} , \quad (9)$$

Таблица 3
Средние α -ширины изотопов самария и неодима^{а)}

Составное ядро	$\bar{\Gamma}_\gamma$ /13,14/ мэВ	D, эв	Γ_α мкэВ			
			теория /18,17/	эксперимент		
^{144}Nd	76	80	18	23	7,1	(13)
^{146}Nd	60	34	0,18	-	0,13	(6)
^{148}Sm	59	14	4,7	4,3	0,6	(11)
^{150}Sm	62	6	0,70	0,44	0,19	(28)

а) Для получения $\bar{\Gamma}_\alpha$ измеренные α -ширины суммировались в энергетических областях ниже 410 эв (^{144}Nd), 103 эв (^{146}Nd), 83 эв (^{148}Sm) и 100 эв (^{150}Sm), затем полученная сумма делилась на полное число резонансов, известных в данном интервале энергий (13 или наши измерения с детектором γ -лучей).

где D – среднее расстояние между уровнями составного ядра с данным значением J^π при энергии возбуждения, равной энергии связи нейтрона в ядре, а $P_{\ell i}$ – проницаемость ядерного барьера для α -частиц с орбитальным моментом ℓ при переходе в i -тое состояние дочернего ядра.

В отличие от обычного α -распада (α -распада из основного состояния ядра) в случае реакции (n, α) величина D хорошо известна по данным нейтронной спектроскопии (см., например, /13/) либо определялась из наших измерений сечений реакции (n, γ) на разделенных изотопах с разрешением 6 нсек/м.

В табл. 3 приведены теоретические и экспериментальные значения $\bar{\Gamma}_\alpha$ для 4-х изотопов самария и неодима. В скобках указано число резонансов, по которому проводилось усреднение экспериментальных данных.

В отличие от предыдущих работ /6,7/ здесь усреднение проводилось по резонансам с обоими значениями спина. Статистическая достоверность экспериментальных результатов для некоторых ядер еще не велика (например, для ^{146}Nd усреднение произведено только по 6 резонансам). В то же время можно в первом приближении отметить согласие результатов расчётов по статистической модели с экспериментом.

Если провести усреднение величин $\bar{\Gamma}_\alpha$ по всем исследованным изотопам, то можно говорить о меньшем значении средней α -ширины, полученной из эксперимента, по сравнению с расчётами по статистической модели. Аналогичные результаты получены при сравнении экспериментальных данных с расчётами по оптической модели ядра. Одной из причин, которая может привести к подобному результату в случае чётно-нечётных составных ядер является эффект спаривания нуклонов в составном ядре, который проявляется и в спектрах α -частиц в реакции (n, α) и подробнее рассматривается в работе /10/.

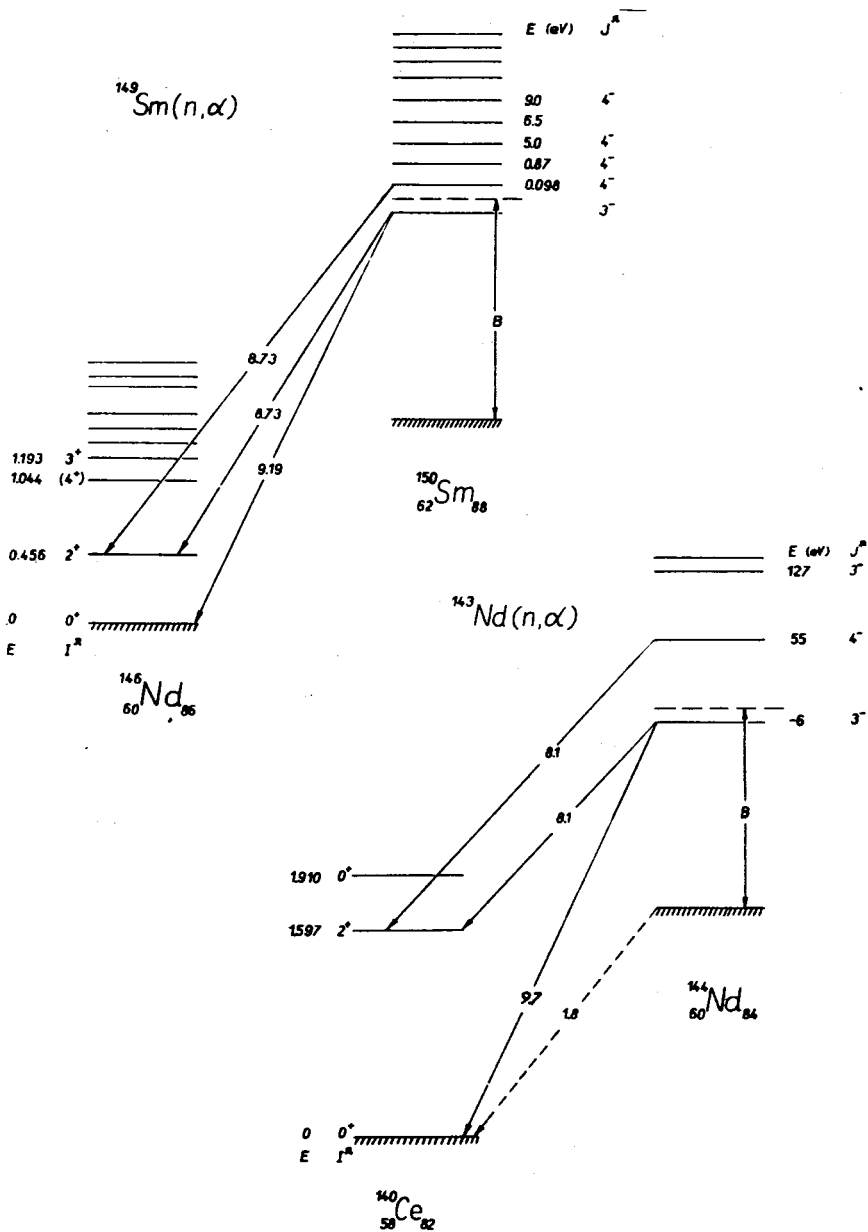


Рис. 3. Схемы α -распада из высоковозбужденных состояний составных ядер ^{150}Sm и ^{144}Nd .

В нашем случае эффект спаривания нуклонов приводит к уменьшению величины f в формуле (7), поскольку для α -переходов в основное или возбужденные состояния с $E_{\text{воз.}} < E_{\text{сп.}}$ необходимо, чтобы f учитывало не просто вероятность образования α -частицы на поверхности ядра, а вероятность образования α -частицы при наличии спаренных нуклонов, т.е. составное ядро испускает α -частицу, находясь в холодном состоянии.

Флюктуации ширины реакций при переходе от резонанса к резонансу принято описывать распределением Портера-Томаса^{/18/} с числом степеней свободы ν в качестве параметра. Известно, что ν может меняться от 1 для нейтронных ширин до нескольких десятков для γ -ширин. Данные о флюктуации α -ширин пока отсутствуют. Для теоретической оценки ν можно воспользоваться результатами работы Вилетса^{/19/} по статистическому анализу распределения ширины реакций в случае частично открытых каналов. В применении к реакции (n, α) эффективное число открытых каналов

$$\nu_{\text{эф}} = \left(\sum_{\ell_1} P_{\ell_1} \right)^2 / \sum_{\ell_1} P_{\ell_1}^2. \quad (10)$$

Необходимо отметить, что формула (10) выведена в предположении, что вероятность образования α -частицы на поверхности ядра для данного резонанса одинакова для α -частиц, вылетающих с разными орбитальными моментами, и не учитывает эффектов парных корреляций.

Прежде чем перейти к сравнению результатов расчетов по формуле (10) с экспериментом обратимся к рис. 3. Здесь для иллюстрации представлены схемы уровней составных и дочерних ядер и α -переходов для реакций $^{149}\text{Sm}(n, \alpha)$ и $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)$. Согласно законам сохранения четности и правилам сложения моментов количества дви-

жения из состояний 3^- возможны α -переходы в основное и возбужденные состояния дочернего ядра. Из состояний 4^- α -переходы на уровни 0^+ запрещены, возможны переходы только на возбужденные состояния дочернего ядра, т.е. с меньшей энергией α -частиц. Это приводит к тому, что вероятности α -распада из состояний 3^- в среднем должны превалировать над вероятностями распада из состояний 4^- и тем больше, чем выше по энергии расположен первый возбужденный уровень дочернего ядра с отличным от нуля спином. Так как $\Gamma_\alpha(3^-) \neq \Gamma_\alpha(4^-)$, флюктуации α -ширин для резонансов со спинами 3^- и 4^- необходимо исследовать отдельно.

Расчёты по формуле (10) показывают, что для $^{143}\text{Nd}(3^-)$ $\nu_{\text{эф}} = 1,0$; $^{143}\text{Nd}(4^-)$ $\nu_{\text{эф}} = 1,8$; для остальных исследованных изотопов $\nu_{\text{эф}}$ лежит в пределах $1,6 + 2,5$. К сожалению, имеющиеся в нашем распоряжении экспериментальные данные (табл. 2) невозможно использовать в полной мере из-за отсутствия для большинства резонансов идентификации по спинам. Для $^{143}\text{Nd}(3^-)$ эксперимент дает $\nu_{\text{эф}} = 1,8 \pm 1,0$ ($\nu_{\text{эф}} = 2\bar{\Gamma}_\alpha^2 / (\Gamma_\alpha^2 - \bar{\Gamma}_\alpha^2)$).

На рис. 4 представлено распределение α -ширин для 15 резонансов ^{149}Sm со спинами 3 и 4. Экспериментальная гистограмма построена с учётом ошибок в определении α -ширин (табл. 2). Каждому значению $\Gamma_{\alpha i}$ на гистограмме соответствует треугольник с вершиной в точке $\Gamma_{\alpha i}$ с основанием, равным $4\Delta\Gamma_{\alpha i}$, и высотой, равной $\frac{1}{2}\Delta\Gamma_{\alpha i}$. Таким образом, площадь каждого треугольника равна единице, и в пределах одной статистической ошибки ($\pm\Delta\Gamma_{\alpha i}$) лежит 75% площади треугольника. Число резонансов еще недостаточно для надежного определения значений $\nu_{\text{эф}}$ и $\bar{\Gamma}_\alpha$ для $J^\pi = 3^-$ и 4^- соответственно. Поэтому была сделана попытка описать экспериментальное распределение α -ширин суммой двух распределений типа Портера-Томаса с весами $9/15$ ($J = 4$) и $6/15$ ($J = 3$), закрепив такие параметры как $\bar{\Gamma}_\alpha(4) = 0,05$ мкэв

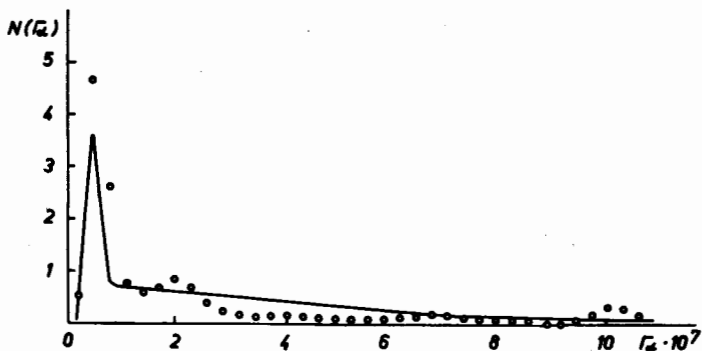


Рис. 4. Экспериментальное распределение α -ширин для 15 резонансов со спинами 3 и 4 в реакции $^{149}\text{Sm}(n, \alpha)^{146}\text{Nd}$ (см. текст) и теоретическая подгонка дифференциального распределения в виде суммы двух распределений типа Портера-Томаса с $\nu(4) = 60$, $\bar{\Gamma}_\alpha(4) = 0,05$ мкэв и $\nu(3) = 2,8$ и $\bar{\Gamma}_\alpha(3) = 0,4$ мкэв (сплошная кривая).

и $\bar{\Gamma}_\alpha(3) = 0,4$ мкэв, исходя из усредненной по всем резонансам величины $\bar{\Gamma}_\alpha = 0,2$ мкэв и отношения $\bar{\Gamma}_\alpha(3) / \bar{\Gamma}_\alpha(4) = 8$, найденного на основе известных проницаемостей ^[17]. В результате этого были получены значения $\nu(3) = 2,8$ и $\nu(4) = 60$ (сплошная кривая на рис. 4).

Обращают на себя внимание также особенности пяти нижних резонансов ^{149}Sm - все они имеют одинаковые значения спина и чётности $J^\pi = 4^-$, а также совпадающие в пределах ошибок измерений величины Γ_α . Это довольно удивительно, поскольку Γ_α обычно определяется 1-2 переходами, так, в измеренном спектре α -частиц для од-

ного из них ($E_0 = 0,098$ эв) преобладает лишь одна линия α -переход в первое возбужденное состояние дочернего ядра с $J^\pi = 2^{+4,5/}$. Возможно, что такая картина объясняется близкой природой возбуждения всех пяти уровней. В связи с этим было бы интересно провести более точные измерения α -ширин, а также исследования спектров α -частиц и γ -квантов для всех указанных резонансов и сравнить парциальные α -частичные и радиационные ширины.

Корреляция величины Γ_α со спином резонанса в ряде случаев проявилась в эксперименте. Наиболее чётко такая корреляция должна проявляться в реакции $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)^{140}\text{Ce}$, так как магическое по нейтронам ядро ^{140}Ce имеет первый возбужденный уровень при энергии 1,6 Мэв. Расчёты по формуле (9) дают в этом случае $\bar{\Gamma}_\alpha(3^-)/\bar{\Gamma}_\alpha(4^-) \approx 100$. Эксперимент (см. табл. 2) указывает на наличие двух групп α -ширин: первая с $\Gamma_\alpha \geq 1,7$ мкэв и вторая с $\Gamma_\alpha \leq 0,4$ мкэв. Спин отрицательного резонанса однозначно определен из измерений спектров α -частиц после захвата тепловых нейтронов ^{/1,2/}. Такая разница в α -ширинах позволяет нам сделать заключение о спинах резонансов (см. таблицу).

Предлагаемый здесь метод определения спина резонанса по величине α -ширины в принципе не всегда однозначен и в существенной мере связан с распределением α -ширин (величиной $\nu_{\text{эф}}$) и энергией первого возбужденного уровня дочернего ядра.

В случае ^{143}Nd , даже если предположить, что $\nu_{\text{эф}} = 1$ для $J^\pi = 4^-$, вероятность того, что резонанс $E_0 = 184$ эв может иметь спин 4^- , т.е. $\Gamma_\alpha = 15 \bar{\Gamma}_\alpha$, составляет всего 10^{-4} , а для остальных резонансов еще меньше. Следовательно, спин 3 приписывается сильным резонансам надежно. В то же время вероятность наблюдать резонанс с $J^\pi = 3^-$ и $\Gamma_\alpha = 0,01 \bar{\Gamma}_\alpha$ составляет при $\nu_{\text{эф}} = 1$ несколько процентов. Поэтому значение спина 4 приписывается слабым резонансам только как наиболее вероятное.

Для изотопов самария и ^{145}Nd такая идентификация уровней составного ядра по спине затруднена, поскольку первый возбужденный уровень дочернего ядра лежит значительно ниже, чем в случае ^{140}Ce . Это приводит к заметному перекрытию распределений α -ширин для уровней со спинами 3^- и 4^- .

В то же время можно отметить (см. табл. 2), что для ^{147}Sm резонанс с $E_0 = 3,4$ эв ($J^\pi = 3^- / 20/$) имеет $\bar{\Gamma}_\alpha$ в 10 раз больше, чем резонанс с $E_0 = 18,3$ эв ($J^\pi = 4^- / 20/$). Приводимая здесь идентификация резонансов ^{147}Sm по спинам противоречит выводам Хейфетца и др.^{/1/}, которые предположили, что тепловое сечение реакции $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)$ определяется резонансами 3,4 эв; 18,3 и 27,1 эв. Поэтому на основании спектра α -частиц, испускаемых при захвате тепловых нейтронов ядрами ^{147}Sm , они приписали спин 4^- резонансу 3,4 эв и 3^- -резонансу 18,3 эв. Однако вклад этих уровней в тепловое сечение реакции (n, α) , подсчитанный с использованием $\bar{\Gamma}_\alpha$ из табл. 2, составляет лишь 30%. В реакции (n, γ) эти уровни также объясняют малую долю теплового сечения. Таким образом, для объяснения теплового сечения ^{147}Sm необходимо предположить наличие отрицательного уровня. Следовательно, по спектру α -частиц после захвата тепловых нейтронов нельзя сделать заключения об α -спектрах в резонансах с $E_0 = 3,4$ и 18,3 эв и о значениях спинов. Кроме того, недавние измерения энергетических спектров α -частиц из реакции (n, α) в резонансах ^{147}Sm ^{/10/} говорят о более сложной структуре спектра, чем это предполагали Хейфетц и др.^{/1/} при анализе α -спектра в тепловой области, и подтверждают значения спинов, определенные в работе^{/20/}.

В заключение авторы приносят глубокую благодарность профессору Ф.Л. Шапиро за интерес к работе и полезные советы, доктору В.Н. Андрееву за интересные дискуссии, А. Дадакиной за расчёты проницаемостей

для α -частиц, М. Фурман и Н. Яневой за расчёты распределений ширины, а также сотрудникам Лаборатории нейтронной физики за помощь в проведении измерений и изготовлении аппаратуры.

Авторы благодарны В.С. Золотареву и его сотрудникам за предоставление разделенных изотопов.

Л и т е р а т у р а

1. E. Cheifetz, J. Gilat et al. Phys. Lett., 1, 289 (1962).
2. В.Н. Андреев, С.М. Сироткин. Ядерная физика, 1, 252 (1965).
3. R.D. Macfarlane, J. Almodovar. Phys. Rev., 127, 1665 (1962).
4. F. Poortmans, H. Ceulemans et al. Nucl. Phys., 82, 331 (1966).
5. N.S. Oakey, R.D. Macfarlane. Phys. Lett., 24B, 142 (1967).
6. J. Kvitek, Yu. P. Popov. Phys. Lett., 22, 186 (1966).
7. И. Квитек, Ю.П. Попов. Письма ЖЭТФ, 5, 365 (1967).
8. Ю.П. Попов, М. Флорек. Ядерная физика, 9, 1163 (1969).
9. И. Квитек, Ю.П. Попов, К.Г. Родионов. ПТЭ, №2, 90 (1967).
10. Ю.П. Попов, М. Стэмпинский. Письма ЖЭТФ, 7, 126 (1968).
11. Й. Томикова. Препринт ОИЯИ, P13-4083, Дубна, 1968; ПТЭ №6, 201 (1969).
12. M.C. Moxon, E.R. Rae. Neutron Time-of-Flight Methods, p.439, Brussel, 1961.
13. Neutron Cross Sections, BNL-325, Second edition, Suppl.2, v. II B, II C (1966).
14. Э.Н. Каржавина, Нгуен Нгуен Фонг, А.Б. Попов, А.И. Таскаев. Ядерная физика, 8, 639 (1968).
15. J.M. Blatt, V.F. Weisskopf. Theoretical Nuclear Physics, John Wiley and Sons, New York, 1952.
16. R.D. Griffioen, J.O. Rasmussen. UCRL-9566, 147 (1960).

17. А.Ф. Дадакина. Бюллетень Информационного центра по ядерным данным, №3, 226, Атомиздат, 1967.
18. C.E. Porter, R.G. Thomas. Phys. Rev., 104, 483 (1956).
19. L. Wilets. Phys. Rev. Lett., 9, 430 (1962).
20. F. Poortmans, H. Ceulemans. Conf. on Study of Nuclear Structure with Neutrons, Antwerp., Paper 94 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел
20 марта 1970 года.