

P-86

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

3 - 8949

РУМИ Ринад Фуадович

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ  $\alpha$ -ЧАСТИЦ  
В РЕАКЦИЯХ  $^{149}\text{Sm}(n,\alpha)^{146}\text{Nd}$   
И  $^{143}\text{Nd}(n,\gamma\alpha)^{140}\text{Ce}$   
В ОБЛАСТИ РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНОВ

Специальность 01.04.16 - физика атомного ядра  
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1975

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики  
Объединенного института ядерных исследований

Научный руководитель  
кандидат физико-математических наук Ю.П.ПОПОВ .

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук К.А.ПЕТРЖАК,  
кандидат физико-математических наук Л.А.МАЛОВ .

Ведущее научно-исследовательское учреждение:  
Институт ядерных исследований АН СССР, г.Москва .

Автореферат разослан "10" сентября 1975 г.

Защита состоится " " ноября 1975г. в 10<sup>30</sup> час.  
на заседании Объединенного Ученого совета Лаборатории  
нейтронной физики и Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ  
(г.Дубна Московской области).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке  
ОИЯИ. Отзывы и замечания направлять по адресу:  
г.Дубна Московской области, Объединенный институт ядер-  
ных исследований, ученому секретарю Объединенного Уче-  
ного совета ЛНФ и ЛЯР.

Ученый секретарь Совета



И.П.КУЗНЕЦОВА

3 - 8949

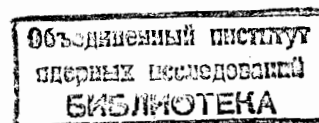
РУМИ Ринад Фуадович

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ  $\alpha$ -ЧАСТИЦ  
В РЕАКЦИЯХ  $^{149}\text{Sm}(n, \alpha)^{146}\text{Nd}$   
и  $^{143}\text{Nd}(n, \gamma \alpha)^{140}\text{Ce}$   
В ОБЛАСТИ РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНОВ

Специальность 01.04.16 - физика атомного ядра  
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)



Нейтронные резонансы являются весьма сложными состояниями, и для их описания обычно привлекается статистическая модель. Измеряемый в нейтронной спектроскопии набор резонансных параметров ( $E_0, \Gamma, \Gamma_n, \Gamma_\gamma, \Gamma_f, J$ ) используется, как правило, для получения усредненных характеристик возбужденного ядра и анализа статистических закономерностей. Однако для выяснения сложной природы резонансных состояний необходим более обширный набор характеристик индивидуальных резонансов, непосредственно связанных с их структурой. К таким характеристикам следует причислить полные  $\alpha$ -ширины и парциальные  $\alpha$ - и радиационные ширины. Но если спектрометрические измерения ( $n, \gamma$ )-реакции на резонансных нейтронах проводятся в настоящее время во многих лабораториях, то исследования ( $n, \alpha$ )-реакции на резонансных нейтронах до сих пор проводятся лишь в ОИЯИ. Это связано с тем, что исследование резонансных реакций ( $n, \alpha$ ) даже на благоприятных ядрах является трудной экспериментальной задачей из-за очень малых сечений этой реакции и большого выхода  $\gamma$ -лучей из конкурирующей реакции ( $n, \gamma$ ) ( $\sigma(n, \alpha) / \sigma(n, \gamma) \sim \sim 10^{-6} + 10^{-8}$ ), а также из-за малых интенсивностей резонансных нейтронов у современных импульсных источников нейтронов.

Первые измерения реакции ( $n, \alpha$ ), в основном, для редкоземельных элементов, проведены в области тепловых энергий нейтронов (например, <sup>1/1</sup>). К сожалению, при работе с тепловыми нейтронами интерпретация получаемых результатов обычно затруднена из-за отсутствия сведений о вкладе отдельных резонансов в тот или иной  $\alpha$ -переход и, кроме того, отсутствует возможность проследить характер поведения парциальных  $\alpha$ -ширин при переходе от резонанса к резонансу.

Наличие такого светосильного импульсного источника нейтронов, как ИБР <sup>1/2</sup>, позволило начать в 1965 году в ЛНФ ОИЯИ измерения ( $n, \alpha$ )-реакции на резонансных нейтронах, проводимых группой Ю.П.Попова, с целью получения полных  $\alpha$ -ширин <sup>1/3</sup>. В 1967 году были получены первые спектры  $\alpha$ -распада отдельных нейтронных резонансов <sup>1/4</sup>. Они указали на существенное отличие  $\alpha$ -распада компаунд-состояний от  $\alpha$ -распада основ-

ных состояний. Оказалось, что в случае  $\alpha$ -распада компаунд-состояний интенсивность перехода в основное состояние конечного ядра не является преобладающей, как это имеет место в случае  $\alpha$ -распада из основных состояний четно-четных ядер. Этот результат отражает влияние структуры возбужденного ядра на вероятность его  $\alpha$ -распада. Таким образом появляется возможность получения информации о структуре возбужденного ядра.

Исследования спектров  $\alpha$ -распада нейтронных резонансов /5,6/ позволили также оценить справедливость статистического подхода к описанию закономерностей  $\alpha$ -распада нейтронных резонансов. Кроме того, из анализа спектров  $\alpha$ -частиц отдельных резонансов, а в тех случаях, когда известны только полные  $\alpha$ -ширины, из анализа их статистических распределений были получены спины для ряда компаунд-состояний /6,7/. Следует еще отметить, что первые результаты по  $(n, \alpha)$ -реакции явились предпосылкой для создания оптической модели  $(n, \alpha)$ -реакции, развиваемой В.И.Фурманом /8/, а также стимулировали разработку отдельных разделов полумикроскопического подхода к структуре высоковозбужденных ядер /9/.

Реферлируемая диссертация посвящена первым исследованиям  $\alpha$ -спектров в реакциях  $^{149}\text{Sm}(n, \alpha)^{146}\text{Nd}$  и  $^{143}\text{Nd}(n, \gamma \alpha)^{140}\text{Ce}$  на резонансных нейтронах. В ней затрагивается ряд вопросов, касающихся создания и усовершенствования  $\alpha$ -спектрометра, методики проведения измерений и обработки экспериментальных данных, проводится обсуждение полученных результатов. Особое внимание в диссертации уделяется проводимым впервые исследованиям  $(n, \gamma \alpha)$ -реакции на резонансных нейтронах.

Глава I содержит обзор основных экспериментальных исследований  $\alpha$ -распада компаунд-состояний, образующихся после захвата нейтрона ядром. Обсуждаются результаты исследований реакции  $(n, \alpha)$  на тепловых нейтронах и возможность получения физической информации, а также отмечаются недостатки, присущие этим исследованиям.

В последнем разделе этой главы рассмотрены работы по исследованию  $\alpha$ -распада нейтронных резонансов, систематизированы основные результаты этих работ.

Во второй главе диссертации изложена методическая часть проведенных нами исследований. Дается представление о многомерном анализе экспериментальных данных; приводится описание метода времени пролета в спектроскопии нейтронов; обсуждается выбор типа  $\alpha$ -спектрометра, отвечающего требованиям, предъявляемым при исследовании  $\alpha$ -распада нейтронных резонансов.

Анализ работы разработанных нами спектрометров  $\alpha$ -частиц таких, как газовая сцинтилляционная камера с применением электрического поля /10/, шестисекционная ионизационная камера и двухсекционная ионизационная камера, позволяющая работать со щелевым коллиматором  $(2 \times 30) \text{ см}^2$  /11/, показывает перспективность использования последней при исследовании  $\alpha$ -спектров из реакции  $(n, \alpha)$  на резонансных нейтронах. Эта камера и использовалась в наших измерениях (вставка на рис. I).

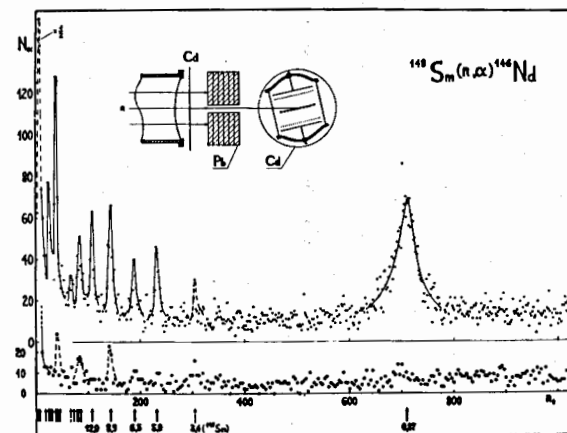


Рис. I Выход  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{149}\text{Sm}(n, \alpha)$  в зависимости от времени пролета в полном амплитудном окне (верхняя кривая) и в окне  $\alpha$ , (нижняя кривая). Вставка - схема установки ионизационной камеры на пучке нейтронов.

В этой же главе обсуждается влияние различных факторов на разрешение  $\alpha$ -спектрометра. Особое внимание уделяется исследованию поведения ионизационной камеры на пучках импульсного реактора в условиях импульсного и постоянного облучения в больших полях слабоионизирующих частиц. Была реконструирована экспериментальная установка. Это позволило повысить стабильность работы спектрометра и уменьшить, а в ряде случаев исключить нелинейные искажения в спектрометрическом тракте, возникающие при перегрузках.

С целью расширения возможности экспериментальной установки для многомерного анализа в нее была введена разработанная нами электронная система коллимации  $\alpha$ -частиц [12]. Коллимация позволила подавить низкоэнергетичный "хвост"  $\alpha$ -пиков, обусловленный  $\alpha$ -частицами, вылетающими под малыми углами к поверхности мишени, что дало возможность выделять близлежащие  $\alpha$ -линии малой интенсивности (рис.2).

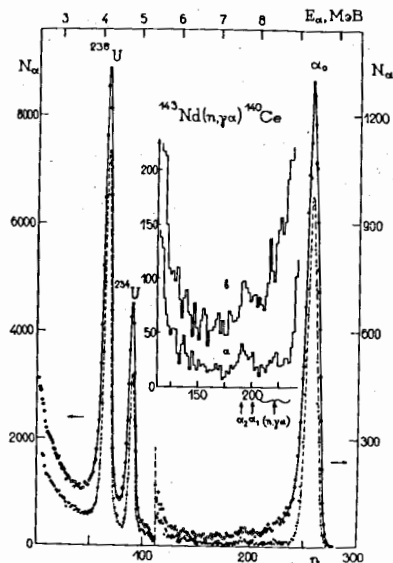


Рис.2 Спектр  $\alpha$ -частиц после захвата тепловых нейтронов ядром  $^{143}\text{Nd}$  :  
 а - с применением устройства коллимации  $\alpha$ -частиц,  
 б - без коллимации.

Кроме того, использование системы коллимации в 3 раза уменьшает фон. Это связано с введением дополнительного параметра отбора при регистрации  $\alpha$ -частиц.

В последнем разделе дается описание блок-схемы установки. Параметр экспериментальной установки : полезная площадь мишени  $S = 1400 \text{ см}^2$ , разрешение по энергии  $\alpha$ -частиц  $\Delta E_\alpha = 180 + 300 \text{ кэВ}$  при  $E_\alpha \sim 10 \text{ МэВ}$  на пучках импульсного реактора.

Третья глава диссертации посвящена изучению реакции  $^{143}\text{Nd}(n, \gamma\alpha)^{140}\text{Ce}$  на резонансных нейтронах. В ней представлено: описание проведенных нами измерений на пучках импульсного реактора, теоретическое описание реакции  $(n, \gamma\alpha)$ , методика обработки результатов измерений и обсуждение полученных данных.

Исследование реакций  $(n, \gamma\alpha)$  дает уникальную возможность получить информацию об  $\gamma$ -переходах между компаунд-состояниями вблизи энергии связи нейтрона. В этой двухступенчатой реакции сначала вылетает мягкий  $\gamma$ -квант ( $E_\gamma \leq 2 \text{ МэВ}$ ), а затем испускается  $\alpha$ -частица. Самым удобным ядром для измерения такой реакции является  $^{143}\text{Nd}$ , так как предполагаемые  $\alpha$ -частицы из процесса  $(n, \gamma\alpha)$  располагаются по энергии между двумя группами  $\alpha$ -частиц из реакции  $(n, \alpha)$   $\alpha_0$  и  $\alpha_1$ , соответствующих переходам в основное и первое возбужденное состояния  $^{140}\text{Ce}$ , разделенные интервалом 1,6 МэВ. После обнаружения реакции  $^{143}\text{Nd}(n, \gamma\alpha)$  на тепловых нейтронах [13], где реализуется, в основном, связанное состояние  $^{144}\text{Nd}$  ( $E_0 = -6 \text{ эВ}$ ) с  $J^\pi = 3^-$ , нами был измерен спектр  $\alpha$ -частиц в резонансе  $^{143}\text{Nd}$  с  $E_0 = 55,3 \text{ эВ}$  ( $J^\pi = 4^-$ ) [14]. Спектр после вычитания фона представлен на рис.3.

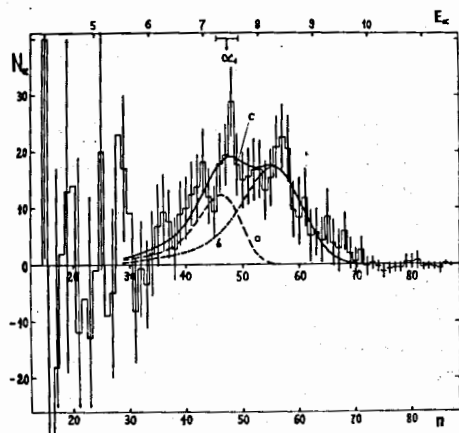


Рис.3 Спектр  $\alpha$ -частиц в резонансе 55,3 эВ ( $J^\pi=4^-$ ). Вариант подгонки, соответствующий наименьшей величине  $\chi^2$ :  
 а - спектр  $\alpha$ ,  
 в - спектр  $(\gamma\alpha)$ -распада,  
 с - суммарная кривая

Так как резонанс 55,3 эВ является слабым, то для измерения спектра  $\alpha$ -частиц при его распаде пришлось использовать мишень с большой толщиной (2,2 мг/см<sup>2</sup>), что сильно ухудшило энергетическое разрешение. Поскольку прямой  $\alpha$ -переход из состояния с  $J^\pi = 4^-$  в основное состояние  $^{140}\text{Ce}$  ( $J^\pi = 0^+$ ) запрещен, спектр содержит только группу  $\alpha$ , и  $\alpha$ -частицы из реакции  $(n, \gamma\alpha)$ . Спектр анализировали по методу наименьших квадратов, используя экспериментальную форму для пика  $\alpha$ , и теоретическую форму для распределения  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{143}\text{Nd} (n, \gamma\alpha)$ . Попытка описания спектра только вкладом из реакции  $(n, \alpha)$  была отброшена, так как уровень достоверности был всего 1%. Большое расхождение полученных сечений реакции  $^{143}\text{Nd} (n, \gamma\alpha)$  для тепловых нейтронов различными авторами работ заставило нас выполнить измерения  $\sigma_{15}$  на тепловых нейтронах этой реакции в наших условиях с использованием углового отбора при регистрации  $\alpha$ -частиц (рис.2). Результаты измерений приведены в таблице I. В этой же таблице даны оценки  $\Gamma_{\gamma\alpha}$  для резонанса  $^{123}\text{Te}$  с  $E_0 = 2,34$  эВ и резонанса  $^{147}\text{Sm}$

Таблица I

| Ядро-мишень       | $J^\pi$ | $\Gamma_{\gamma\alpha} \cdot 10^7$<br>(эВ) | $C \rightarrow C'$    |                       | $C \rightarrow 0$     | $C \rightarrow C'$    |                       | $C \rightarrow 0$     |
|-------------------|---------|--|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|
|                   |         |  | HF(E) <sub>огн.</sub> | HF(E) <sub>экс.</sub> | HF(E) <sub>огн.</sub> | HF(M) <sub>огн.</sub> | HF(M) <sub>экс.</sub> | HF(M) <sub>огн.</sub> |
| $^{149}\text{Sm}$ | $4^-$   | $(2,2 \pm 0,5) \cdot 10^{-2}$              | $1 \cdot 10^{13}$     | $8 \cdot 10^6$        | $3 \cdot 10^6$        | $22 \cdot 10^9$       | $22 \cdot 10^4$       | $15 \cdot 10^4$       |
| $^{147}\text{Sm}$ | $4^-$   | 0,5  | $1 \cdot 10^{12}$     | $1 \cdot 10^6$        | $1 \cdot 10^6$        | $2,5 \cdot 10^9$      | $5 \cdot 10^4$        | $5 \cdot 10^4$        |
| $^{143}\text{Nd}$ | $4^-$   | $1,1 \pm 0,8$                              | $5 \cdot 10^{10}$     | $0,4 \cdot 10^6$      | $0,2 \cdot 10^6$      | $1,2 \cdot 10^8$      | $1 \cdot 10^4$        | $1 \cdot 10^4$        |
|                   | $3^-$   | $1,8^{+0,4}_{-0,6}$                        |                       | $0,8 \cdot 10^6$      |                       |                       | $1 \cdot 10^4$        |                       |
| $^{123}\text{Te}$ | $1^+$   | $2 \cdot 10^{-2}$                          | $2 \cdot 10^{11}$     | $0,7 \cdot 10^6$      | $0,4 \cdot 10^6$      | $4 \cdot 10^8$        | $6 \cdot 10^4$        | $2 \cdot 10^4$        |

с  $E_0 = 18,3$  эВ, полученные на основании наших измерений, а также величина  $\Gamma_{\gamma\alpha}$  для  $^{149}\text{Sm}$ , рассчитанная нами на основе результатов работы /16/.

Спектр  $\alpha$ -частиц из реакции  $(n, \gamma\alpha)$  был рассчитан /14/ в рамках R-матричной теории /17/:

$$W_{\gamma\alpha}(E_\alpha) = \frac{\Delta}{2\pi \Gamma_\gamma(E_n)} \left[ \sum_\lambda S^W(\tilde{E}_\gamma; M, \lambda) / HF(E, \lambda) \right] \sum_l T_{l\alpha}(\tilde{E}_\alpha),$$

где  $S^W$  - одночастичная оценка Вайскопфа /18/ для магнитных (M) или электрических (E)  $\gamma$ -переходов с мультипольностью  $\lambda$ ; HF - факторы запрета;  $T_{l\alpha}(\tilde{E}_\alpha)$  - коэффициенты прилипания /6/ для  $\alpha$ -частиц с орбитальным моментом  $l_\alpha$  и средней энергией  $\tilde{E}_\alpha$  в интервале энергии  $\Delta$ .

В теоретический спектр  $W_{\gamma\alpha}(E_\alpha)$  могут одновременно давать вклад различные мультипольности электрических и магнитных  $\gamma$ -переходов. Однако, сравнивая форму экспериментального спектра из работы /13/, измеренного при хорошем разрешении, с теоретическими спектрами  $W_{\gamma\alpha}(E_\alpha)$  для различных  $\gamma$ -переходов, можно сделать вывод, что переходы E1 и M1 являются преобладающими.

Сравнивая экспериментальное значение отношения  $\omega = \Gamma_{\gamma\alpha}^{3-} / \Gamma_{\gamma\alpha}^{4-}$  для  $^{143}\text{Nd}$ , полученное по данным из таблицы I ( $\omega = 1,6 \pm 1,3$ ) с теоретическим значением в предположении, что имеют место только E1-переходы ( $\omega_{теор}^{E1} \approx 5$ ) или только M1-переходы ( $\omega_{теор}^{M1} \approx 0,8$ ), можно сделать вывод, что

M1-переходы играют преобладающую роль для мягких  $\gamma$ -переходов между состояниями вблизи энергии связи нейтрона.

В таблице даны нижние пределы значения факторов запрета, полученные в предположении, что  $\gamma$ -переходы есть только типа E1 или M1. В той же таблице представлены величины HF, рассчитанные по одночастичной модели для  $\gamma$ -переходов между компаунд-компаунд ( $c \rightarrow c'$ ) и компаунд-простое ( $c \rightarrow o$ ) состояниями.

Тот факт, что для всех исследованных ядер величины  $HF_{эксн}(c \rightarrow c')$  оказываются близкими к  $HF(c \rightarrow o)$ , является довольно неожиданным.

Действительно, если  $\gamma$ -переход типа  $c \rightarrow c'$  определяется малоквазичастичными компонентами волновых функций компаунд-состояний  $c$  и  $c'$ , то результаты таблицы I указывают на чрезвычайно сильное (порядка  $D_0/D_c$ ) усиление, связанное с когерентным суммированием по различным компонентам, дающим вклад в искомый  $\gamma$ -переход. Такое объяснение экспериментальных факторов запрета представляется маловероятным и, кроме того, остается непонятным, почему усиление оказывается с хорошей точностью равным величине  $D_0/D_c$ , которая заметно меняется от ядра к ядру.

По-видимому, можно также рассматривать близость  $HF_{эксн}(c \rightarrow c')$  и  $HF(c \rightarrow o)$  как экспериментальное указание на существенный вклад сложных многоквазичастичных компонент в волновые функции компаунд-состояний.

Корректное объяснение полученного экспериментального результата имеет принципиальное значение при объяснении структуры высоковозбужденного ядра и механизма ядерных переходов между компаунд-состояниями.

В четвертой главе диссертации описывается измерение реакции  $^{149}\text{Sm}(n, \alpha)^{146}\text{Nd}$ , приводится методика обработки экспериментальных данных и получения характеристик резонансов, обсуждаются результаты измерения  $(n, \alpha)$ -реакции на ядрах  $^{149}\text{Sm}$  и  $^{143}\text{Nd}$ , рассматривается возможность получения информации о структуре высоковозбужденных состояний ядра из анализа парциальных  $\alpha$ -ширин.

Условия проведенных измерений реакции  $^{149}\text{Sm}(n, \alpha)^{146}\text{Nd}$  даны в таблице II.

Обработка результатов измерений двухмерных спектров время пролета - амплитуда в диапазоне  $E_n = 0,025 + 1$  эВ позволила получить значение энергии отрицательного резонанса, оказавшееся равным  $E_0 = -0,5^{+0,2}_{-0,1}$  эВ, и разделить вклады связанного состояния  $J^\pi = 3^-$  и резонанса  $0,098$  эВ ( $J^\pi = 4^-$ ) в  $\alpha$ -переходы на нижние конечные состояния ядра  $^{146}\text{Nd}$  /19/.

Таблица II

| Серия измерений | Мишени $^{149}\text{Sm}$            |                           | Время измерения (часы) | Фильтр ( $\text{г}/\text{см}^2$ ) | Разрешение $\Delta E_\alpha$ (кэВ) при $E_\alpha \sim 10$ МэВ | Интервалы энергии нейтронов (эВ) | Разрешение по времени пролета (мксек/м) |
|-----------------|-------------------------------------|---------------------------|------------------------|-----------------------------------|---|----------------------------------|---|
|                 | Толщина ( $\text{мг}/\text{см}^2$ ) | Площадь ( $\text{см}^2$ ) |                        |                                   |   |                                  |   |
| 1               | 0,12                                | 108                       | 120                    | без фильтра                       | 180   | 0,025+1                          | 0,2                                     |
| 2               | 0,12                                | 108                       | 105                    | (0,05)                            | 180   | 0,025+1                          | 0,2                                     |
| 3               | 0,20                                | 2x700                     | 230                    | (0,43)                            | 270   | 0,5 + 40                         | 0,2                                     |

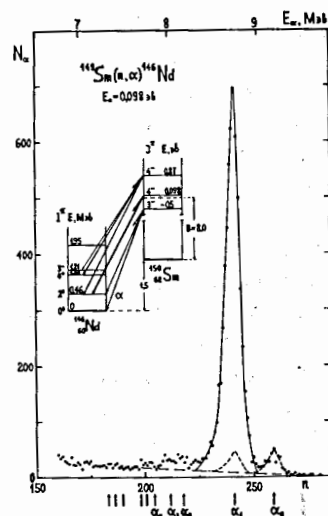


Рис.4. Амплитудный спектр  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{149}\text{Sm}(n, \alpha)$  в диапазоне энергий нейтронов  $0,11 + 0,065$  эВ (область резонанса  $E_0 = 0,098$  эВ). Пунктиром отмечен вклад отрицательного резонанса  $E_0 = -0,5$  эВ. Вставка - схема распада компаунд-состояний ядра  $^{150}\text{Sm}$ .

В диапазоне энергий нейтронов  $E_n = 0,5 + 40$  эВ амплитудный спектр  $\alpha$ -частиц с удовлетворительной статистической точностью был получен лишь для резонанса  $E_0 = 0,873$  эВ с  $J^\pi = 4^-$ , для остальных резонансов были получены полные  $\alpha$ -ширины. На рис.1 показаны временные спектры реакции  $^{149}\text{Sm}(n, \alpha)$  снятые в полном амплитудном окне и в окне  $\alpha$ -перехода в основное состояние ядра  $^{146}\text{Nd}$  ( $\alpha_0$ ). Наличие пика на нижней кривой однозначно указывает на то, что спин и четность резонанса  $E_0 = 9$  эВ  $J^\pi = 3^-$  (переход  $4^- \rightarrow 0^+$  запрещен). В более поздних измерениях полных  $\alpha$ -ширин  $^{150}\text{Sm}$  /20/ было установлено, что этот резонанс является дублетом с энергиями  $E_0 = 8,9$  и  $9,2$  эВ. Анализ результатов нашей работы /19/ и работы /20/ позволил приписать спин  $3^-$  резонансу в дублете с большей энергией.



В этой же главе обсуждается справедливость статистического подхода при описании  $\alpha$ -распада нейтронных резонансов. При измерении реакции  $^{143}\text{Nd}(n, \gamma \alpha)$  были параллельно получены полные  $\alpha$ -ширины для ряда резонансов в интервале энергии нейтронов  $E_n = 0,1 + 710$  эВ. Для резонансов  $^{143}\text{Nd}$  со спином  $3^-$  в полную  $\alpha$ -ширину преимущественный вклад дают  $\alpha$ -переходы в основное состояние ( $l = 3$ ) ( $\sim 100\%$ ) из-за сильного уменьшения фактора проницаемости для  $\alpha$ -переходов на возбужденные состояния <sup>/6/</sup>. В этом случае следует ожидать, что распределение для этих ширин согласно статистической теории подчиняется  $\chi^2$ -распределению с  $\nu = 1$  (распределение Портера-Томаса <sup>/21/</sup>). Сравнение распределений экспериментальных  $\alpha$ -ширин с расчетным (рис.5) свидетельствует в пользу распределения Портера-Томаса.

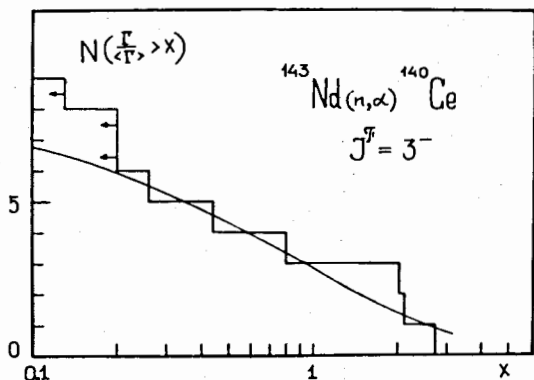


Рис.5  
Интегральное распределение парциальных  $\alpha$ -ширин. Гистограмма - экспериментальные результаты, сплошная линия - распределение Портера-Томаса.

Проведенное в главе IV обсуждение экспериментальных данных в терминах полумикроскопического подхода для описания структуры нейтронных резонансов <sup>/22/</sup>, позволяет сделать ряд качественных заключений относительно волновой функции высоковозбужденного ядра. Так, например, анализ  $\alpha$ -спектров при распаде нейтронных резонансов  $^{147}\text{Sm}$  из работы <sup>/5/</sup> указывает на увеличение (в среднем) приведенной вероятности  $\alpha$ -перехода

в первое возбужденное (однофононное) состояние по сравнению с соответствующей величиной для  $\alpha$ -перехода в основное состояние. В терминах работы <sup>/22/</sup> это может означать, что вклад четырех- и шестиквазичастичных компонент в волновую функцию высоковозбужденного состояния значителен. Если в указанной волновой функции шести- и восьмиквазичастичные компоненты существуют, то следует ожидать <sup>/9/</sup> относительного усиления  $\alpha$ -переходов на двухфононные состояния. Однако по результатам измерений  $\alpha$ -спектров из реакций  $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)$  <sup>/5/</sup> и  $^{149}\text{Sm}(n, \alpha)$  <sup>/19/</sup> ожидаемое усиление наблюдается лишь для малого числа резонансов. Возможно, это объясняется тем, что сила фрагментации квазичастичных состояний по уровням, лежащим вблизи энергии связи нейтрона, уменьшается по мере роста числа квазичастиц <sup>/23/</sup>, в результате чего проявляются индивидуальные особенности резонансов.

Заключительная глава содержит подведение итогов исследований, изложенных в диссертации. Можно отметить следующие пункты выполненной работы:

1. Проведены методические исследования, позволившие разработать и использовать новый электронный спектрометрический тракт, отличающийся повышенной стабильностью характеристик и малой чувствительностью к большим амплитудам ( $U \sim 10^3 U_\alpha$ ), возникающим в момент вспышки мощности реактора.
2. Разработано и введено в систему многомерного анализа устройство электронной угловой коллимации  $\alpha$ -частиц. Это расширило возможности экспериментальной установки и позволило наблюдать  $\alpha$ -переходы малой интенсивности вблизи более высокоэнергетичных больших  $\alpha$ -пигов, а также существенно уменьшить фон от многократно-наложенных импульсов слабоионизирующих частиц.
3. Проведены первые измерения парциальных  $\alpha$ -ширин для нижних резонансов  $^{149}\text{Sm}$  и уточнены полные  $\alpha$ -ширины для 8 нейтронных резонансов  $^{149}\text{Sm}$ , кроме того, определена энергия связанного состояния и установлен спин для резонанса 9,2 эВ.

4. Получены новые и уточнены старые данные по  $\alpha$ -ширинам нейтронных резонансов в реакции  $^{143}\text{Nd}(n,\alpha)$ . На основании этих данных проведена оценка справедливости статистической теории  $\alpha$ -распада нейтронных резонансов высоковозбужденных состояний.

5. Впервые измерена реакция  $^{143}\text{Nd}(n,\gamma\alpha)$  на резонансных нейтронах и проведен детальный анализ этой реакции. В результате получена первая информация о мягких  $\gamma$ -переходах между компаунд-состояниями вблизи энергии связи нейтрона.

6. Проведено обсуждение экспериментальных данных по реакции  $(n,\alpha)$  в рамках полумикроскопического подхода для структуры высоковозбужденных состояний. Делается попытка получить сведения о волновой функции нейтронных резонансов.

Основные материалы диссертации опубликованы в работах /12,14,15,19/ и доложены на двух всесоюзных конференциях по нейтронной физике (Киев, 1971г., 1973г.), на II Международном симпозиуме по спектроскопии  $\gamma$ -лучей от захвата нейтронов и связанным вопросам (Петтен, Голландия, 1974г.), а также на Международном симпозиуме по реакциям, вызванным нейтронами (Смоленци, Чехословакия, 1974г.).

#### Литература

1. R.D.Macfarlane, J.Almodovar, Phys.Rev.127,1665(1962).  
E.Cheifetz, J.Gilat et al.Phys.Lett.1,289(1962).
2. В.И.Андреев, С.М.Сироткин. ЯФ, I, 252 (1965).
3. N.S.Oakey, R.D.MacFarlane.Phys.Lett.24B, No.3,142(1967).
4. Г.Е.Блохин, Д.И.Блохинцев и др. АЭ, т.10; вып.5, 437 (1961)
5. I.Kvitek, Yu.P.Popov, Phys.Lett.22,186(1966).
6. Ю.П.Попов, М.Стэмпински. Изв. АН СССР, сер.физ. т.32, 1994 (1968).
7. И.Вильгельм, Ю.П.Попов, М.Пшитула, Р.Ф.Руми, М.Стэмпински. Изв. АН СССР, сер.физ., т.35, 1542 (1971).
8. Ю.П.Попов, М.Пшитула, Р.Ф.Руми, М.Стэмпински, М.Флорек, В.И.Фурман. Nuclear Data for Reactors v.1,p.669 IAEA Vienna,1970.

9. Ю.П.Попов, Р.Ф.Руми, М.Пшитула, М.Стэмпински. Acta Physica Polonica B4,272(1973).
10. В.И.Фурман, Ю.П.Попов. В сб. "Нейтронная физика", ч.1, стр.159. Киев, Наукова Думка, 1972.
11. В.Г.Соловьев. ЭЧАЯ, т.3, вып. 4, 770 (1972).
12. И.Квитек, Е.И.Нечаева, Ю.П.Попов, И.Рибански, Р.Ф.Руми, М.Стэмпински. Препринт ОИЯИ, РЗ-3904, Дубна, 1968.
13. Ю.П.Попов, К.Г.Родионов, Р.Ф.Руми, М.Стэмпински. Депонированная публикация ОИЯИ, БГ-3-8769, Дубна, 1975.
14. К.Г.Родионов, Р.Ф.Руми, В.Г.Тишин. Препринт ОИЯИ, ИЗ-7769, Дубна, (1974).
15. N.S.Oakey, R.D.Macfarlane.Phys.Lett.26B,662(1968).
16. П.Винивартер, К.Недведжк, Ю.П.Попов, Р.Ф.Руми, В.И.Салацкий, В.Г.Тишин, В.И.Фурман.Сообщение ОИЯИ, РЗ-6754, Дубна, 1972.
17. K.Niedzwiedziuk, V.A.Vtjurin, Yu.P.Popov, R.F.Rumi, V.I.Salatsky, W.I.Furman. Acta Physica Slov.25(1975).
18. M.Ashgar, E.Emsalleh. To Second Intern.Symp.on Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics.September 2-6, 1974,Petten, The Netherlands.
19. А.Лейн и Р.Томас. "Теория ядерных реакций при низких энергиях", М., ИЛ., 1958.
20. Дж.Блатт, В.Вайскофф. "Теоретическая ядерная физика", М., ИЛ (1954).
21. П.Винивартер, К.Недведжк, Ю.П.Попов, Р.Ф.Руми, В.И.Салацкий, В.И.Фурман. ЯФ, т.20, вып.1, 3 (1974).
22. Н.П.Балабанов, Ю.М.Гледенов, Пак Хон Чер, Ю.П.Попов, В.Г.Семенов. Сообщение ОИЯИ, РЗ-8653, Дубна, 1975.
23. С.Е.Porter, R.C.Thomas. Phys.Rev.104,483(1956).
24. В.Г.Соловьев. ЯФ, I3,48 (1971).
25. В.Г.Соловьев. Препринт ОИЯИ, Р4-7046, Дубна, 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел  
9 июня 1975 года.