

(n, α) -РЕАКЦИЯ—НОВЫЙ КАНАЛ
ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ПРИРОДЫ
НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

Ю. П. Попов

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ, ДУБНА

А Н Н О Т А Ц И Я

Измерения сечений (n, α)-реакции и спектров α -частиц в отдельных резонансах, проведенные в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ, указывают на целесообразность дальнейшего развития этого раздела нейтронной спектроскопии.

Рассматриваются итоги первых исследований (n, α)-реакции на резонансных нейтронах, проблемы, стоящие перед экспериментаторами и перспективы получения новых данных о природе нейтронных резонансов и параметрах оптической модели.

A B S T R A C T

The measurements of the (n, α) reaction cross sections and α -particle spectra of individual resonances performed in the Laboratory of Neutron Physics (JINR) showed the efficiency of further development of this branch of neutron spectroscopy.

The results of the first studies of the (n, α) reaction on resonance neutrons, the problems to be solved by experimentalists and the perspectives of acquisition of new data on the nature of neutron resonances and parameters of the optical model are considered.

ВВЕДЕНИЕ

Спектрометрия нейтронов за три десятилетия своего развития дала большой объем информации о свойствах резонансных состояний широкого круга атомных ядер. Для неделящихся ядер определялись такие характеристики резонансов, как E_0 , Γ , Γ_n , Γ_γ , реже — спин J . Однако природа резонансных состояний довольно сложна, и поэтому трудно надеяться при наличии столь ограниченного по качеству, но не по количеству экспериментального материала постичь свойства высоковозбужденных состояний ядер лучше, чем на это может претендовать статистическая модель ядра. В связи с этим крайне заманчиво перенести центр тяжести исследований в нейтронной спектрометрии на получение возможно большего числа параметров отдельных возбужденных состояний и изучение поведения этих параметров при переходе от одного резонанса к другому. Поэтому несомненно перспективно направление — изучение спектров вторичных частиц, испускаемых после захвата резонансных нейтронов. Исследования спектров γ -излучения с помощью германиевых детекторов уже обратили наше внимание на некоторые особенности, которые не укладываются в рамки грубой статистической модели.

Новые сведения о резонансных состояниях ядер можно получить, исследуя (n, α) -реакцию. Сравнительная «простота» α -частицы и развитая теория α -распада позволяют надеяться в некоторых случаях на возможность более полного анализа экспериментальных данных, чем в случае (n, γ) -реакции. К сожалению, из-за большого кулоновского барьера для α -частиц в средних и тяжелых ядрах сечения этой реакции крайне малы, поэтому ее изучение требует мощных источников нейтронов и стало проводиться лишь в последние годы.

Исследования (n, α) -реакции на тепловых нейтронах начались десять лет назад [1], и к настоящему времени в нескольких лабораториях мира исследованы спектры α -частиц после захвата тепловых нейтронов на пяти ядрах [1—7], обнаружена реакция $^{143}\text{Nd}(n, \gamma\alpha)$ [8].

Несомненно, более обширные и однозначные данные можно получить при изучении α -распада отдельных резонансных состояний атомных ядер. Такие эксперименты были начаты в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ на реакторе ИБР. В 1965 г. были получены первые результаты по определению полных α -ширин для резонансов ^{147}Sm и ^{149}Sm [9], а в 1967 г. проведены первые измерения спектров α -частиц в отдельных резонансах ($^{147}\text{Sm}(n, \alpha)$ [10]).

В настоящее время в лаборатории продолжают исследования (n, α) -реакции в двух указанных направлениях. Ниже обсуждаются результаты этих исследований.

1. АППАРАТУРА ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ (n, α) -РЕАКЦИИ НА РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНАХ

Переход к исследованиям в новой области нейтронной спектроскопии — изучению (n, α) -реакции стал возможен лишь после создания современных светосильных спектрометров нейтронов, как, например, ИБР и детекторов α -частиц больших размеров. Такие особенности (n, α) -реакции, как: а) крайне малые сечения (для средних и тяжелых ядер $\sigma(n, \alpha)/\sigma(n, \gamma) < 10^{-5}$); б) малый пробег α -частицы, которую надо зарегистрировать, в веществе мишени;

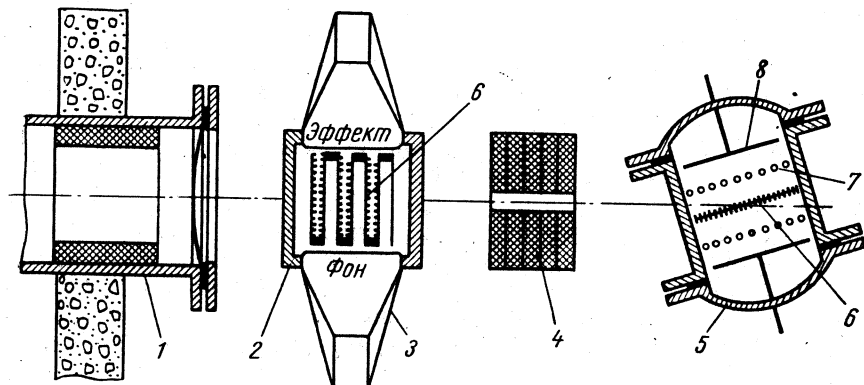


Рис. 1. Расположение детекторов и коллиматоров на пучке нейтронов: 1 — окончатый вакуумированный нейтронный детектор; 2 — газовый сцинтилляционный детектор; 3 — фотоумножители; 4 — щелевой свинцовый коллиматор с вертикальной щелью 30×2 см²; 5 — двойная ионизационная камера; 6 — мишени; 7 — сетка; 8 — коллектор ионизационной камеры.

в) большой фон γ -излучения, на шесть — восемь порядков превышающий интенсивность α -частиц, — потребовали создания специальной детектирующей аппаратуры.

В течение нескольких лет были опробованы различные варианты детекторов для регистрации α -частиц и измерения их спектров. В измерениях полных α -ширин (для счета α -частиц в отдельных резонансах) использовался в большинстве случаев газовый сцинтилляционный детектор с многослойной мишенью с рабочей площадью $0,7$ м². Характерной особенностью детектора является наличие электрического поля ~ 800 в/см, в котором находится сцинтиллятор — ксенон, что позволяет увеличить световую вспышку на два порядка. Конструкция детектора дает возможность одновременно измерять эффект и фон [11] (рис. 1). Спектры α -частиц измеряются с помощью ионизационных камер с сеткой. Хорошо зарекомендовала себя на пучке нейтронов от ИБР двойная ионизационная камера, плоскость мишеней в которой наклонена к пучку нейтронов под углом 4° . Это позволило, используя щелевой коллиматор нейтронов, облучать пучком от реактора лишь малую часть чувствительного

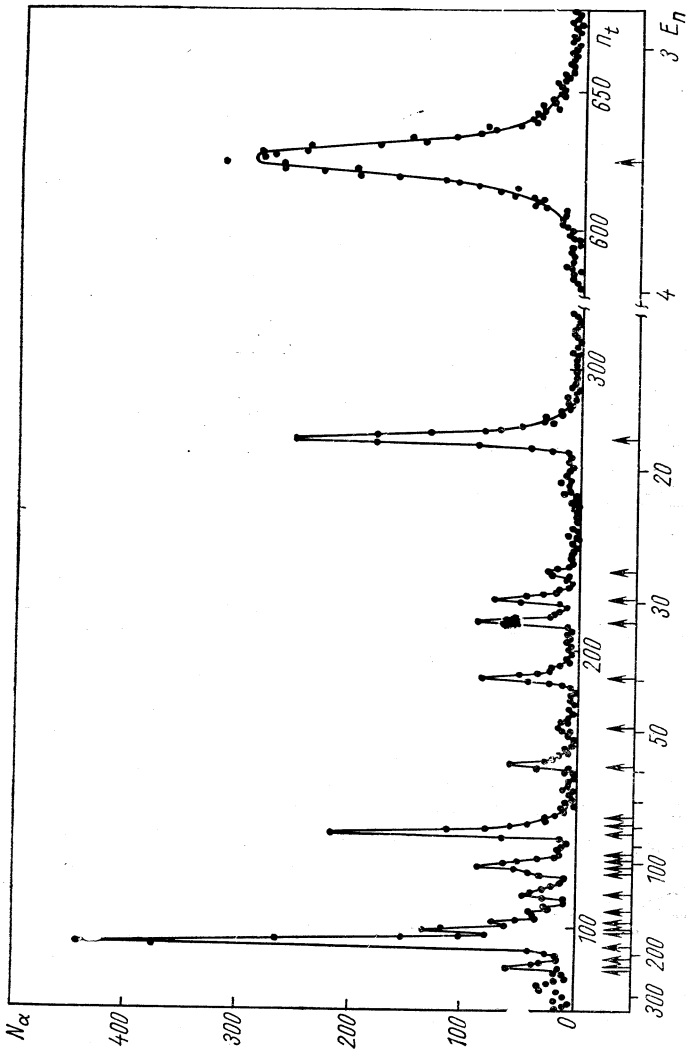


Рис. 2. Зависимость выхода α -частиц в реакции $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$ от времени пролета нейтронов. Стрелки внизу указывают положение известных резонансов.

объема камеры (вне пределов промежутка сетка—коллектор) и тем самым значительно ослабить источники амплитудных искажений [12].

Спектрометрия нейтронов осуществлялась по методу времени пролета. Длина пролетной базы менялась от 30 до 100 м, разре-

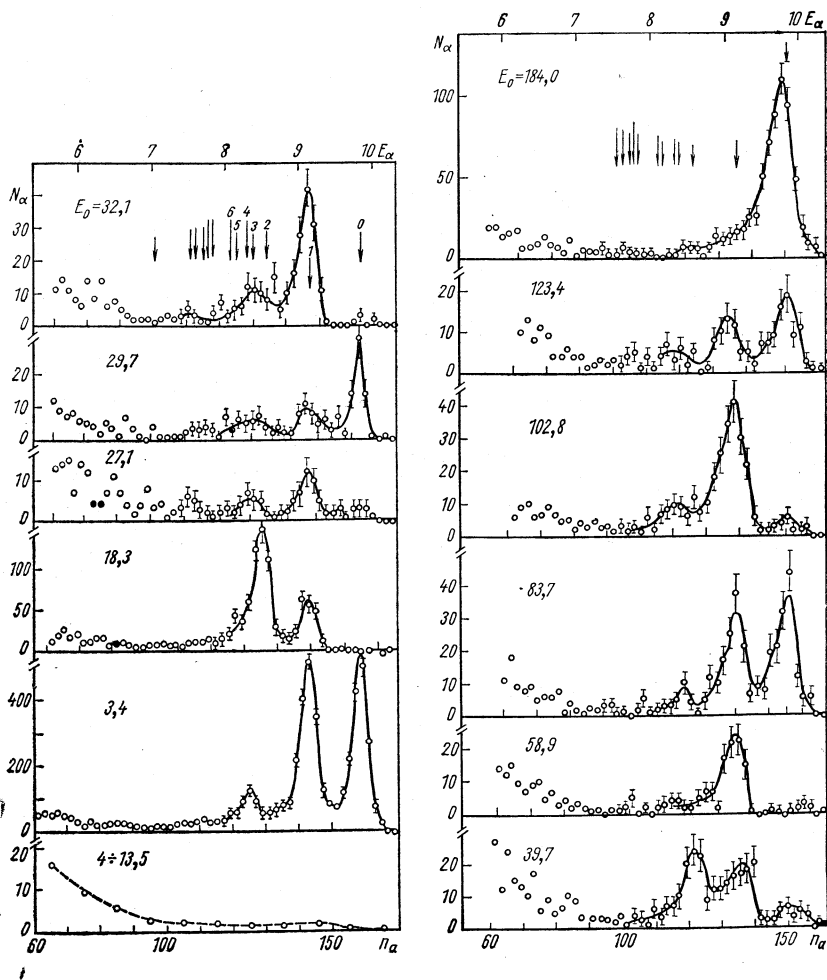


Рис. 3. Спектры α -частиц в отдельных резонансах реакции $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$. Стрелки указывают положение α -переходов на известные уровни дочернего ядра.

шение — от 600 до 30 нсек/м. При измерении сечений (n, α) -реакции счет α -частиц регистрировался с помощью 4096-канальных временных анализаторов. При исследовании спектров α -частиц в отдельных резонансах использовался многомерный анализатор на магнитной ленте, разработанный в Лаборатории нейтронной физики

[13], который фиксирует время пролета (2048 каналов), амплитуду импульса (512 каналов) и номер детектора (2—6). Мишени представляли собой слой образца, как правило, из разделенных изотопов толщиной от 0,2 (для измерения спектров α -частиц) до 5—10 мг/см² (для счета α -частиц) на алюминиевой подложке. Энергетическое разрешение ионизационных камер в рабочих условиях на пучке реактора составляло ~ 200 кэв для $E_\alpha \approx 8 \div 10$ Мэв.

В качестве примеров подобных измерений на рис. 2 и 3 приводятся соответственно зависимость счета α -частиц в реакции $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$ от времени пролета нейтронов и спектры α -частиц в отдельных резонансах этой реакции. Интересно, что во временном спектре в области достаточного разрешения проявляются все резонансы, известные из измерений других сечений [14]. В спектрах α -частиц обращают на себя внимание заметные флюктуации отдельных α -переходов от резонанса к резонансу и отсутствие резкого преобладания интенсивностей α -переходов в основном состоянии, как это имеет место в обычном α -распаде четно-четных ядер.

Заканчивая обсуждение методической части работы, хотелось бы отметить, что тяжелые фоновые условия часто требуют существенных усовершенствований в аппаратуре при переходе от измерений с одним изотопом к другому, с более низким сечением. Это заметно сказывается на темпах исследований.

2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИССЛЕДОВАНИЙ

После захвата резонансного нейтрона с нулевым орбитальным моментом исследованными нами ядрами образуются четно-четные ядра в возбужденных состояниях с двумя возможными значениями спина и четностью, совпадающей с четностью ядра-мишени, например в случае изотопов Sm и Nd $J^\pi = 3^-$ или 4^- . В подавляющем большинстве случаев возбуждение снимается за счет испускания каскадов γ -квантов, и лишь с относительной вероятностью $< 10^{-5}$ происходит α -распад (рис. 4). Согласно правилу сложения моментов количества движения и закону сохранения четности, α -распад в основное состояние ($J^\pi = 0^+$) возможен только для резонансов с одним из значений спинов, например $J^\pi = 3^-$. Этот факт, с одной стороны, усложняет анализ распределения полных α -ширин, а с другой представляет экспериментаторам новый метод спиновой идентификации резонансов.

К настоящему времени получено около полусотни значений полных α -ширин резонансов ^{149}Sm , ^{147}Sm , ^{145}Nd , ^{143}Nd [9, 15], ^{95}Mo , ^{123}Te [16], измерены спектры α -частиц распада тринадцати резонансных состояний ^{147}Sm и ^{145}Nd .

Парциальные α -ширины. Спектры α -частиц, продемонстрированные на рис. 3, позволяют наблюдать двумерную картину α -распада с изменением начальных i - и конечных j -состояний ядра. Измеряемые на опыте парциальные α -ширины определяются вероятно-

стью образования α -частицы на поверхности составного ядра в соответствующем состоянии (приведенной парциальной α -шириной $\gamma^2_{\alpha ij}$) и фактором проницаемости ядерного кулоновского и центробежного барьеров:

$$\Gamma_{\alpha ij} = 2 \sum_l \gamma^2_{\alpha ij l} P_{jl} = 2 \gamma^2_{\alpha ij} \sum_l P_{jl}. \quad (1)$$

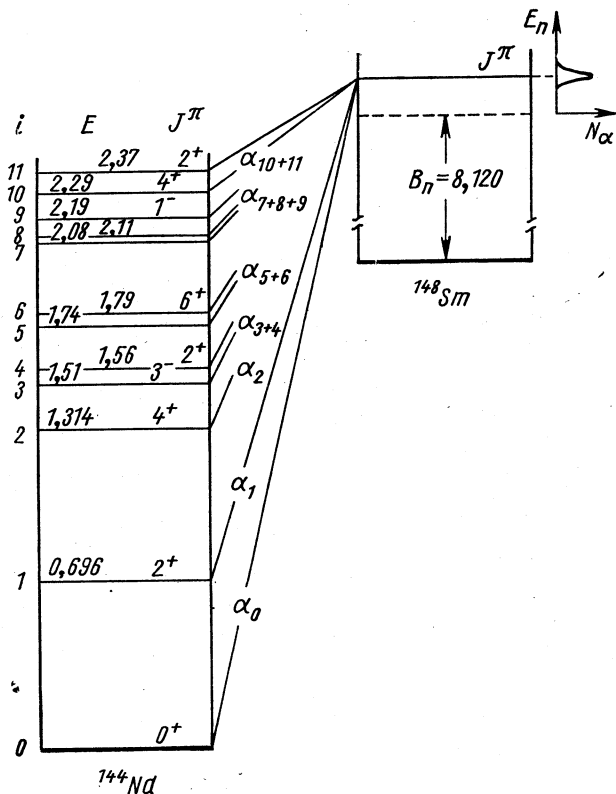


Рис. 4. Схема α -распада ^{148}Sm на уровни ядра ^{144}Nd .

В связи с тем что на опыте вклады α -частиц с различными орбитальными моментами l в переход $i \rightarrow j$ отдельно не измеряются, мы вынуждены использовать усредненную по l величину $\gamma^2_{\alpha ij}$, опустив индекс l [формула (1)].

Анализируя парциальные приведенные α -ширины в реакции $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)$ (табл. 1), можно отметить следующее:

а) резонансы с $E_0 = 3,4; 29,7; 83,7; 123,4; 184$ эв имеют α -переходы в основное состояние, следовательно, их спины и четности $J^\pi = 3^-$;

Таблица 1

Полные и парциальные α -ширины и спины ^{148}Sm

E_0 , эв	Γ_{α} , мкэв	$\Gamma_{\alpha 0}$, мкэв	$\Gamma_{\alpha 1}$, мкэв	$\Gamma_{\alpha 2}$, мкэв	$\Gamma_{\alpha 3+4}$, мкэв	J
3,4	2,5	1,2	1,1	—	0,2	3
18,3	0,30	—	0,1	0,2	—	4
27,1	0,36	$\leq 0,05$	0,16	—	0,08	(4)
29,7	0,52	0,27	0,1	—	0,1	3
32,1	0,26	—	0,2	—	0,05	(4)
39,7; 40,6	0,27	0,04	0,12	0,11	—	(3)
49,3	0,15	—	—	—	—	—
58,9	0,43	—	0,35	—	0,04	(4)
76	$\leq 0,1$	—	—	—	—	—
79,8	≤ 6	—	—	—	—	—
83,7	2,3	1,3	0,8	—	0,1	3
99,4	0,14	—	—	—	—	—
102,8	1,2	0,12	0,9	—	0,12	(3)
106,7	0,6	—	—	—	—	—
123,4	0,9	0,52	0,24	—	—	3
151,4	0,7	—	—	—	—	—
184	15,7	15,4	0,3	—	—	3

б) для резонанса $E_0 = 184$ эв ширина парциального перехода в основное состояние в 30 раз превышает среднее значение (и на порядок — максимальное) по другим резонансам с тем же значением спина. Возможно, это указывает на тот факт, что волновая функция резонанса имеет значительный процент примеси двухквантовой компоненты типа частица—частица [17];

в) для остальных резонансов с $J^{\pi} = 3^{-}$ средние приведенные парциальные α -ширины для переходов в основное состояние в 3 раза меньше, чем для переходов в первое возбужденное состояние дочернего ядра, что, по-видимому, является отражением заметного вклада однофонных типов возбуждения в резонансных состояниях [17];

г) распределение приведенных парциальных α -ширин лучше описывается распределением Портера—Томаса с числом степеней свободы $\nu = 2$, чем $\nu = 1$ (рис. 5). Это может быть связано с тем, что в нашем случае $\gamma_{\alpha ij}^2$ усреднено по l . Это, например, для переходов $3^{-} \rightarrow 2^{+}$ [см. формулу (5) при $j = 1$] дает $\nu_{\alpha\text{фФ}} = 1,9$;

д) интересно провести сравнение приведенных нейтронных и α -ширин для исследованных ядер. В свое время Бете предлагал использовать экспериментальные значения приведенных нейтронных ширин для оценки α -ширин [18]. Приведенные в табл. 2 данные позволяют сделать предварительный вывод о том, что для некоторых ядер отношение указанных ширин может оказаться порядка единицы.

Полные α -ширины. Регистрируя счет α -частиц в отдельных резонансах, можно измерить полные α -ширины:

$$\Gamma_{\alpha i} = \sum_j \Gamma_{\alpha ij} = 2 \langle \gamma_{\alpha i}^2 \rangle \sum_{jl} P_{jl}. \quad (2)$$

Сравнение приведенных нейтронных и парциальных α -ширин

Ширины	Ядро-мишень						
	^{95}Mo	^{123}Te	^{143}Nd	^{145}Nd	^{147}Sm	^{149}Sm	^{155}Gd [6]
$\langle \gamma_n^2 \rangle$	4,3	1,9	5,0	1,9	1,9	1,2	0,23
$\langle \gamma_\alpha^2 \rangle (N)^*$	0,21 (5)	0,5 (4)	0,8 (5)	1,15 (4)	0,08 (9)	0,007 (6)	0,005 (2)
$\langle \gamma_\alpha^2 \rangle / \langle \gamma_n^2 \rangle$	0,05	0,26	0,16	0,6	0,042	0,006	0,02

* В скобках указано количество ширин, по которым производилось усреднение.

Поскольку теперь величина $\langle \gamma_{\alpha i}^2 \rangle$ усреднена не только по l , но и по конечным состояниям α -распада (с весом, определяемым относитель-

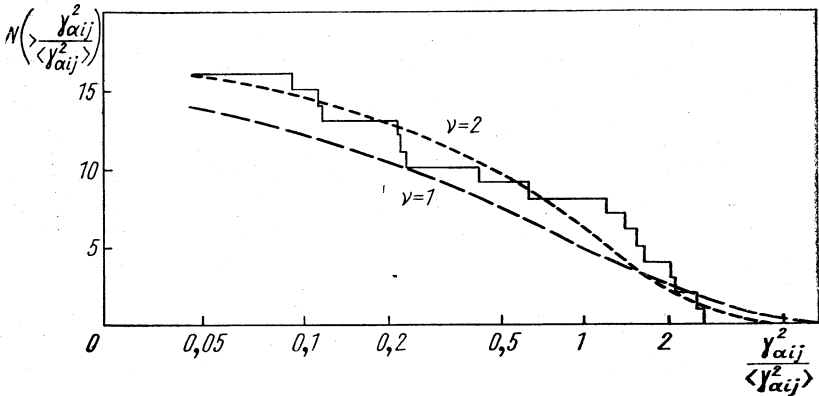


Рис. 5. Распределение относительных приведенных парциальных α -ширин в реакции $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)$.

ной величиной P_{jl}), распределение $\Gamma_{\alpha i}$ может подчиняться довольно сложному закону. Предположим, что распределение полных α -ширин можно аппроксимировать по аналогии с парциальными ширинами также распределением Портера—Томаса со средним значением

$$\langle \Gamma_\alpha \rangle = 2 \langle \gamma_\alpha^2 \rangle \sum_{jl} P_{jl} \quad (3)$$

и дисперсией

$$D(\Gamma_\alpha) = \sum_{jl} D(\Gamma_{\alpha ij}) = 8 \langle \gamma_\alpha^2 \rangle^2 \sum_{jl} P_{jl}^2, \quad (4)$$

что дает

$$v_{\text{эфф}} = \frac{2 \langle \Gamma_\alpha \rangle^2}{D(\Gamma_\alpha)} = \frac{\left(\sum_{jl} P_{jl} \right)^2}{\sum_{jl} P_{jl}^2}. \quad (5)$$

На рис. 6 представлены: экспериментальное распределение полных α -ширин для резонансов реакции $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)$ и теоретическое с учетом двух возможных значений спинов, а на рис. 7 — вероятность резонансу с данным значением $\Gamma_{\alpha i}$ иметь $J^\pi = 3^-$. Ширины,

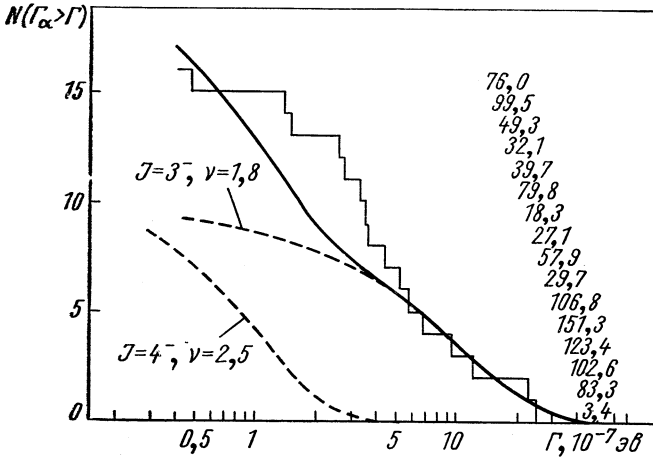


Рис. 6. Экспериментальное и рассчитанное по статистической теории интегральные распределения полных α -ширин в реакции $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)$.

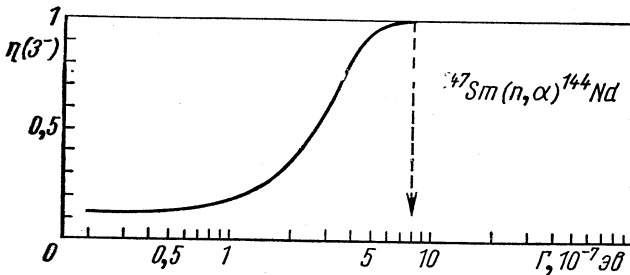


Рис. 7. Вероятность приписать спин $J = 3^-$ резонансу с данным значением $\Gamma_{\alpha i}$.

лежащие справа от пунктира с вероятностью $\eta > 99\%$, принадлежат резонансам с $J^\pi = 3^-$ (подробнее см. работу [19]).

Если предположить справедливость статистической теории при описании α -распада резонансных состояний, то получаем возможность рассчитать среднее значение полной α -ширины:

$$\langle \Gamma_\alpha \rangle = \frac{D}{2\pi} \sum_{i, l} P_{ji}, \quad (6)$$

где D — среднее расстояние между резонансами с данным значением спина и четности. При расчетах P_{jl} в квазиклассическом приближении (например, [20]) получаем теоретические значения

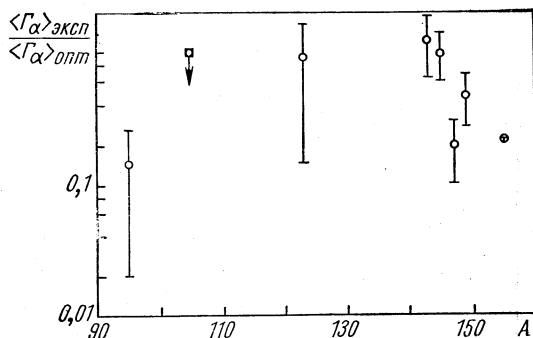


Рис. 8. Соотношение абсолютных значений экспериментальных и рассчитанных по оптической модели средних значений полных α -ширин.

$\langle \Gamma_\alpha \rangle_{\text{ст}} \gtrsim \langle \Gamma_\alpha \rangle_{\text{эксп}}$ [16]. Несколько лучшее согласие с экспериментом имеем при расчетах проницаемости с помощью оптической модели [19, 21] (рис. 8).

Таковы вкратце первые результаты исследования (n, α) -реакции в области резонансных нейтронов.

3. ПРОБЛЕМЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ

По сути дела, исследования α -распада нейтронных резонансов только начинаются, но перспективность развития нового раздела нейтронной спектроскопии несомненна. Это позволит перекинуть еще один мост между нейтронной спектроскопией и обычной ядерной спектроскопией, давно и успешно занимающейся изучением низко-возбужденных состояний атомных ядер, позаимствовать отсюда прогрессивные экспериментальные и теоретические подходы, получить новые сведения о самом процессе α -распада и т. д.

Конечно, в связи с малыми сечениями (n, α) -реакции перед экспериментаторами возникают большие трудности: получение больших потоков резонансных нейтронов при достаточном энергетическом разрешении; создание детекторов и спектрометров, способных сохранять свои характеристики в больших полях нейтронов и γ -квантов; разработка спектрометрических трактов радиоэлектроники, не боящихся перегрузок, и др. Однако их преодоление позволит существенно расширить диапазон исследуемых ядер и приступить к разрешению некоторых интересных физических проблем.

Уже начались поиски (n, α) -реакции в области деформированных ядер, чтобы иметь возможность исследовать α -распад резонансных состояний на уровне ротационной полосы. Здесь даже величина $v_{\text{эфф}}$ для полных α -ширин может дать сведения о примеси ротационных

возбуждений в резонансных состояниях ядер. Если величина этой примеси в основном определяет вероятность перехода на уровни ротационной полосы, то значения $\gamma^2_{\alpha ij}$ для разных j -состояний одной полосы окажутся скоррелированными и будут флюктуировать с $v_{\alpha\phi\phi} = 1$. При отсутствии такой корреляции для некоторых ядер (например, осмий) возможно $v_{\alpha\phi\phi} \approx 4$.

Следует обратить внимание на то, что в дальнейшем при измерении в широком диапазоне E_α спектров α -частиц, по-видимому, окажется возможным «прощупать» форму ядерного потенциала и заметить нерегулярности более слабые, чем те, которые сейчас предполагаются для объяснения деления из изомерных состояний.

Ждут своего решения вопросы о влиянии на величину приведенных α -ширин орбитального момента вылетающей α -частицы, а также парных корреляций (по этому поводу имеются пока противоречивые мнения [17, 22]).

Исследование взаимодействия α -частиц с ядрами с помощью оптической модели приобретает все большее значение не только для ядерной физики, но и для астрофизики. Здесь (n, α)-реакция может дать уникальные сведения о мнимой части оптического потенциала особенно для средних и тяжелых ядер, можно проверить наличие гигантских резонансов в силовой функции для α -частиц. Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные пока лежат в области минимумов силовой функции α -частиц [21]. Наличие гигантских резонансов, сдвинутых по шкале атомных весов для четных и нечетных значений l , даст в некоторых случаях возможность судить о четности состояния дочернего ядра, на котором происходит α -распад.

Для некоторых ядер после захвата резонансных нейтронов энергетически возможен вылет более сложных ядер, чем α -частица; так, в реакции $^{147}\text{Sm}(n, ^8\text{Be})^{140}\text{Ce}$ ядра бериллия могут вылетать с энергией около 12 Мэв . Пока измерения в резонансе $3,4 \text{ эв}$ дают лишь верхнюю оценку: $\Gamma_{\text{Be}} < 10^{-9} \text{ эв}$.

Несомненно, более полный анализ экспериментальных данных можно получить, проводя одновременно исследования спектров α -частиц и γ -квантов для одних и тех же резонансов, изучая корреляции различных парциальных ширин в отдельных резонансах и по группам резонансов.

В заключение автор приносит глубокую благодарность И. М. Франку, Ф. Л. Шапиро и В. Г. Соловьеву за полезные обсуждения, а также сотрудникам Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ И. Квитеку, М. Стэмпинскому, М. Флореку, М. Пшитуле, Р. Ф. Руми, В. Г. Семенову, И. Вильгельму, В. И. Фурману, чьи результаты были здесь использованы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Macfarlane R. D., Almodovar I. Phys. Rev., 1962, **127**, 1665.
2. Cheifetz E. e. a. Phys. Lett., 1962, **1**, 289.
3. Андреев В. Н., Сироткин С. М. «Ядерная физика», 1965, **1**, 252.

4. Poortmans F. e. a. Nucl. Phys., 1966, **82**, 331.
5. Oakey N. S., Macfarlane R. D. Phys. Lett., 1967, **24B**, 142.
6. Beg K., Macfarlane R. D. Nucl. Phys., 1969, **A129**, 571.
7. Okamoto K. Nucl. Phys., 1970, **A141**, 193.
8. Oakey N. S., Macfarlane R. D. Phys. Lett., 1968, **26B**, 662.
9. Kvitek J., Pоров Yu. P. Phys. Lett., 1966, **22**, 186.
10. Попов Ю. П., Стэмпинский М. «Письма в ЖЭТФ», 1968, 7, 126.
11. Квитек И., Попов Ю. П., Родионов К. Г. ПТЭ № 2, 1967, 90.
12. Попов Ю. П. и др. «Ядерная физика», 1971, **13**, 913.
13. Жуков Г. П. и др. В сб. «Труды V конференции по ядерной радиоэлектронике». Т. 2, ч. 2. М., Атомиздат, 1963, стр. 115.
14. Neutron Cross Section, BNL-325, II ed., IIc, 1966.
15. Kvitek J., Pоров Yu. P. Nucl. Phys., 1970, **A154**, 177.
16. Попов Ю. П., Флорек М. «Ядерная физика», 1969, **9**, 1163.
17. Соловьев В. Г. Препринт ОИЯИ Е4-5135, Дубна, 1970.
18. Bethe H. Rev. Mod. Phys., 1937, **9**, 69.
19. Pоров Ju. P. e. a. Nuclear Data for Reactors, Vienna, IAEA, 1970, p. 669.
20. Дадакина А. Ф. Бюллетень информационного центра по ядерным данным, № 3. М., Атомиздат, 1967, стр. 226.
21. Мартынов А. А., Попов Ю. П., Фурман В. И. «Программа и тезисы докладов на XX ежегодном совещании по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Ленинград». Ч. II, М.—Л., «Наука», 1970, с. 251.
22. Попов Ю. П. В кн. «Материалы III зимней школы по теории ядра и физике высоких энергий». Ч. II, Л., ЛФТИ АН СССР, 1968, стр. 127.