

## ИССЛЕДОВАНИЕ АЛЬФА-ШИРИН КОМПАУНД-ЯДЕР

*Н. П. Балабанов*

Пловдивский университет, Пловдив, НРБ

*В. А. Втюрин, Ю. М. Гледенов, Ю. П. Попов*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Обзор содержит результаты исследований реакции  $(n, \alpha)$ , проводившихся в течение последнего десятилетия. Описана методика исследований. Приведены экспериментальные результаты, полученные в области тепловых нейтронов, в изолированных нейтронных резонансах, а также усредненные по большому числу резонансов в килоэлектрон-вольтовой области энергии нейтронов. Рассмотрены статистические свойства  $\alpha$ -ширин. Делается вывод о применимости в первом приближении статистической теории для описания  $\alpha$ -распада компаунд-ядер. В отличие от нейтронного канала распада  $\alpha$ -частичная силовая функция оказывается независимой от атомной массы ядра. Указывается на возможность слабого усиления средних приведенных вероятностей  $\alpha$ -переходов на первое возбужденное состояние дочернего ядра по сравнению с  $\alpha$ -переходом на основное. Рассматриваются вопросы приложения данных об  $\alpha$ -распаде для получения сведений о первичных  $\gamma$ -переходах в реакции  $(n, \gamma\alpha)$ , а также для расчетов накопления гелия в конструкционных материалах быстрых реакторов.

This review contains the results of the study of the  $(n, \alpha)$ -reaction carried out during the last decade. The methods of measurement are described. The experimental data obtained for thermal neutron and for separate neutron resonances are reported as well as the results of averaging over a large number of resonances at keV neutron energies. The statistical properties of  $\alpha$ -widths are discussed. It is concluded that the statistical theory is applicable as the first approximation to the description of  $\alpha$ -decay of compound nuclei. In contrast the neutron channel of decay the  $\alpha$ -particle strength function appears to be independent of the atomic weight of the nucleus. There is a possibility of a weak enhancement of mean probability of  $\alpha$ -transitions to the first excited state of a daughter nucleus as compared to the probability of the  $\alpha$ -transition to the ground state. The application of the data on  $\alpha$ -decay to obtaining information on initial gamma-transitions in the  $(n, \gamma\alpha)$  reaction is considered as well as the use of these data in the calculation of accumulated helium in the construction materials for fast neutron reactors.

### ВВЕДЕНИЕ

Альфа-распад основных и возбужденных состояний ядер. Альфа-распад атомных ядер является одним из «древнейших» инструментов изучения структуры и формы ядер, а также отдельных сторон динамики внутриядерных процессов. Однако в течение нескольких десятилетий исследовался лишь  $\alpha$ -распад основных состояний ядер.

Это привело к некоторому «насыщению» интереса к альфа-радиоактивности в целом. Но за последние 20 лет произошло заметное оживление как в экспериментальных исследованиях  $\alpha$ -распада, так и в попытках теоретического описания этого явления.

Работы на пучках быстрых протонов и тяжелых ионов позволили синтезировать новые ядра, далекие от области стабильности, что в несколько раз расширило число  $\alpha$ -активных ядер. Альфа-распад стал плодотворно использоваться для изотопной идентификации далеких трансфермиевых нуклидов. С помощью запаздывающих (идущих вслед за  $\beta$ -распадом)  $\alpha$ -частиц получены сведения об  $\alpha$ -распаде возбужденных состояний. Для широкого круга ядер с помощью реакции  $(n, \alpha)$  был обнаружен и исследован  $\alpha$ -распад высоковозбужденных состояний ядер. Все это привело к появлению новой информации, что, в свою очередь, стимулировало дальнейшее развитие теории  $\alpha$ -распада, возникшей почти 60 лет назад, когда была решена квантовомеханическая задача проникновения  $\alpha$ -частицы через сферически-симметричный кулоновский барьер.

Поскольку времена жизни таких высоковозбужденных состояний, какими являются нейтронные резонансы, на много порядков превышают ядерные времена, мы можем рассматривать резонансы как квазистабильные состояния и говорить об  $\alpha$ -распаде нейтронных резонансов по аналогии с  $\alpha$ -распадом основных состояний. Альфа-распад компаунд-состояний существенно расширяет диапазон энергий  $\alpha$ -частиц (для  $^{144}\text{Nd}$  это приводит к разнице в периодах полураспада из основного и компаунд-состояний на 33 порядка), а проведение усреднения вероятностей  $\alpha$ -распада компаунд-ядер по многим нейтронным резонансам дает уникальную возможность в существенной мере абстрагироваться от индивидуальной структуры распадающегося состояния, т. е. в более чистом виде исследовать механизм проницаемости ядерного барьера для  $\alpha$ -частицы. Эти и другие особенности позволяют надеяться на получение новой информации о самом процессе  $\alpha$ -распада при изучении реакции  $(n, \alpha)$ .

Открываются и другие интересные возможности в изучении  $\alpha$ -распада при возбуждении ядер резонансными нейтронами. Эта реакция позволяет изучать в отдельном ядре процесс  $\alpha$ -распада для большого числа индивидуальных возбужденных состояний, имеющих определенные квантовые характеристики и отстоящих друг от друга на расстоянии нескольких электрон-вольт при возбуждении ядра до энергий порядка 10 МэВ. Появляется возможность исследовать двумерную картину  $\alpha$ -распада, когда меняются не только конечные состояния (как это имеет место в обычном  $\alpha$ -распаде основных состояний ядер), но также и начальные состояния. При этом большая энергия возбуждения приводит к увеличению вероятности  $\alpha$ -распада на много порядков, позволяя существенно расширить круг ядер  $\alpha$ -излучателей.

**Общие положения  $\alpha$ -распада.** Прежде чем перейти к непосредственному описанию методов получения и анализа эксперименталь-

ных данных, остановимся на некоторых общих положениях теории  $\alpha$ -распада ядер. Трактую  $\alpha$ -распад как квантовомеханический процесс проникновения  $\alpha$ -частицы через потенциал ядра, можно представить вероятность  $\alpha$ -распада (или  $\alpha$ -ширину) как произведение двух множителей

$$\Gamma_{\alpha} = f_{\alpha} P_l(E_{\alpha}), \quad (1)$$

где  $f_{\alpha}$  определяется внутренними свойствами ядра и «средством» уровней материнского и дочернего ядер, между которыми происходит  $\alpha$ -переход. Вычисление абсолютных значений этого множителя представляет большие трудности для современных моделей атомного ядра. Второй множитель учитывает вероятность проникновения  $\alpha$ -частицы через кулоновский и центробежный (если  $\alpha$ -частица вылетает с орбитальным моментом  $l > 0$ ) барьеры ядра.

В случае реакции  $(n, \alpha)$  для отдельных резонансов парциальная ширина  $\alpha$ -перехода из возбужденного состояния  $i$  в конечное состояние  $f$  описывается выражением [1]

$$\Gamma_{\alpha_{ifl}} = 2\gamma_{\alpha_{ifl}}^2 P_{fl}. \quad (2)$$

Здесь  $\gamma_{\alpha_{ifl}}$  — амплитуда приведенной  $\alpha$ -ширины. Поскольку при изучении нейтронных резонансов диапазон энергии возбуждения меняется мало ( $E_n < 10$  кэВ), энергия  $\alpha$ -частиц для данного ядра практически фиксируется положением конечного состояния  $f$ .

Сложность нейтронных резонансов привела к отказу от попыток теоретически описать индивидуальные компаунд-состояния, и имеющийся в распоряжении физиков экспериментальный материал систематизировался главным образом на базе статистической теории, в основу которой была положена концепция составного ядра Нильса Бора. Успехи такого подхода к описанию высоковозбужденных ядер несомненны, особенно когда дело касается средних параметров взаимодействия — силовых функций, плотности уровней, усредненных сечений.

Для парциальных  $\alpha$ -ширин (как и вероятностей распада по другим каналам) статистическая теория ядерных реакций предполагает распределение типа  $\chi$ -квадрат с  $\nu = 1$  (распределение Портера — Томаса). В случае полных  $\alpha$ -ширин, среднее значение которых по статистической теории [2]

$$\langle \Gamma_{\alpha} \rangle = 2 \langle \gamma_{\alpha}^2 \rangle \sum_{f,l} P_{fl} = \frac{D^J}{2\pi} \sum_{f,l} P_{fl}, \quad (3)$$

можно также пользоваться  $\chi$ -квадрат распределением, но с эффективным числом степеней свободы [3]

$$\nu_{\text{эф}} = \left( \sum_{f,l} P_{fl} \right)^2 / \sum_{f,l} P_{fl}^2, \quad (4)$$

$D^J$  — среднее расстояние между уровнями со спином  $J$ . Обычно проникаемость  $P_{fl}$  рассчитывается в квазиклассическом приближе-

нии [4, 5] или с помощью оптического потенциала, описывающего взаимодействие  $\alpha$ -частицы с остаточным ядром [6]. Интересно отметить, что в случае реакции  $(n, \alpha)$  флуктуация  $\alpha$ -ширин будет зависеть от схемы уровней дочернего ядра. Для сферических ядер ( $A < 145$ ) первый возбужденный уровень примерно на 1 МэВ выше основного состояния, что приводит к тому, что вероятность  $\alpha$ -распада в возбужденное состояние дочернего ядра значительно меньше, чем в основное. Поэтому согласно выражению (4) эффективное число степеней свободы должно быть близко к 1. В случае  $\alpha$ -распада деформированных ядер первое возбужденное состояние дочернего ядра расположено близко к основному состоянию, поэтому  $\alpha$ -распад в возбужденное состояние оказывается более существенным, чем в случае со сферическими ядрами, и  $\nu_{\alpha\phi}$  может достигать 3—4. Это означает, что распределение  $\alpha$ -ширин для деформированных ядер должно быть довольно узким.

История изучения реакции  $(n, \alpha)$  начинается классическими работами Чедвика [7] и И. В. Курчатова с сотр. [8] в 1935 г. С тех пор в течение нескольких десятилетий реакция исследовалась на самых легких ядрах. Первая попытка экспериментально обнаружить реакцию  $(n, \alpha)$  на ядрах более тяжелых, чем бор, была сделана, по-видимому, Фараджи и Бернасом в 1952 г. с использованием тепловых нейтронов [9]. Однако эти результаты вызывают некоторое сомнение [10]. Через 10 лет к поискам реакции  $(n, \alpha)$  обратился широкий круг исследователей (см. [11—15] и др.). Однако итоги всех этих исследований оказались довольно скромными, поскольку они могут давать лишь качественную информацию — результат случайной выборки — парциальную  $\alpha$ -ширину, которая может принадлежать либо одному резонансу, или оказаться усредненной (с неизвестными весами) по нескольким резонансам.

Правда, анализ данных совокупности ядер иногда позволяет сделать интересные выводы. Так, В. А. Андреев и С. М. Сироткин [13], анализируя результаты своих поисков реакции  $(n, \alpha)$  на ряде ядер в 1965 г. (а Эмсаллем 15 годами позже [16]), пришли к выводу, что обычная одночастичная модель  $\alpha$ -распада здесь не годится, и высказали предположение, что  $\alpha$ -распад компаунд-ядер, скорее, подчиняется статистической модели. Количественное подтверждение это положение получило несколько позже, когда в Дубне были проведены первые исследования реакции  $(n, \alpha)$  на резонансных нейтронах и были определены средние по резонансам значения  $\alpha$ -ширин [17], с которыми оперирует статистическая теория.

К сожалению, сечения реакций  $(n, \alpha)$  на средних и тяжелых ядрах существенно подавлены из-за большого кулоновского барьера. Поэтому их изучение требует мощных источников нейтронов, специальных детекторов (см. ниже) и стало проводиться лишь в последние два десятилетия. Наличие светосильного нейтронного спектрометра по времени пролета на базе импульсного реактора ИБР и создание высокоэффективных детекторов и спектрометров  $\alpha$ -частиц с рабочей пло-

щадью мишеней  $10^3$ — $10^4$  см<sup>2</sup> позволило в 1965 г. получить первые результаты по измерению полных  $\alpha$ -ширин нейтронных резонансов ( $^{147}\text{Sm}$  и  $^{149}\text{Sm}$  [17]), а в 1967 г. впервые измерить спектры  $\alpha$ -частиц в отдельных нейтронных резонансах ( $^{147}\text{Sm}$  [18]).

В дальнейшем круг исследованных ядер (в основном усилиями дубненской группы) постоянно расширялся, их первые результаты были суммированы в 1972 г. [19]. В данном обзоре мы попытаемся проанализировать экспериментальные результаты изучения  $\alpha$ -распада компаунд-состояний за последние 10—15 лет, когда был получен богатый материал об основных особенностях этого процесса, а также исследован ряд интересных проблем, сопутствующих  $\alpha$ -распаду компаунд-ядер.

## 1. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ $\alpha$ -РАСПАДА КОМПАУНД-ЯДЕР

**Спектрометрия  $\alpha$ -частиц на пучках тепловых и квазимоноэнергетических нейтронов.** Спектрометрия продуктов ядерных реакций позволяет существенно увеличить объем информации, получаемой из эксперимента при измерениях на резонансных нейтронах, и необходима при измерениях на тепловых и квазимоноэнергетических нейтронах, где энергия частицы и возможность идентификации ее типа являются основными критериями при выделении вклада исследуемой реакции.

В случае реакций ( $n, \alpha$ ) измерение спектров осложняется малым выходом продуктов реакции, обусловленным как низким сечением, так и ограниченной массой образцов, что вызвано необходимостью использования образцов малой толщины с тем, чтобы потери энергии  $\alpha$ -частиц в образце не ухудшали энергетическое разрешение. По сравнению с исследованиями реакции ( $n, \gamma$ ) масса образцов, используемых в спектроскопии реакции ( $n, \alpha$ ), в десятки и сотни раз меньше.

Другой серьезной проблемой является фон на пучке нейтронов, обусловленный конкурирующей реакцией ( $n, \gamma$ ), имеющей на 5—11 порядков большее сечение,  $\gamma$ -излучением из прямого пучка и реакциями с быстрыми нейтронами, как правило, присутствующими в пучке. Влияние пучка не только ухудшает фоновые условия в области, где ожидается эффект от реакции ( $n, \alpha$ ), но и ухудшает энергетическое разрешение детектора, увеличивая ширину интервала, в котором нужно фоновую подложку вычитать. Поэтому успехи в развитии методики исследований ( $n, \alpha$ ) были в основном обусловлены нейтрализацией указанных факторов. В первых экспериментах на тепловых пучках стационарных реакторов для этой цели использовалась коллимация пучка с помещением полупроводникового детектора в тень [12]. Но даже если допустить, что удастся защитить детектор от рассеянных нейтронов и свести к минимуму толщину подложки, на которую нанесен образец, не удастся избежать фона, связанного с рассеянием быстрых нейтронов и  $\gamma$ -квантов прямого пучка на самом

образце, поскольку сечения рассеяния на три—шесть порядков превосходят сечение реакции.

В исследованиях на тепловых нейтронах одним из способов снижения фона было повышение селективности детекторов, в частности, путем введения тонкого  $\Delta E$ -детектора и использования совпадения сигналов от тонкого и толстого детекторов. Впервые, в случае реакции  $(n, \alpha)$ , это было реализовано Андреевым [20], который ввел в дополнение к ионизационной камере (ИК) два тонких многонитяных пропорциональных счетчика, работавших в режиме совпадения. Позднее этот метод в виде телескопа  $\Delta E$ - и  $E$ -полупроводниковых детекторов применялся в исследованиях реакций  $(n, \alpha)$  и  $(n, \gamma\alpha)$  в Ржеже [21] и других работах. Оригинальный метод повышения селективности детектора был разработан Макфэрлайном, применившим для защиты детектора электростатический  $\alpha$ -провод, транспортировавший  $\alpha$ -частицы из мишени на расстояние 6,3 м. Благодаря электростатической фокусировке  $\alpha$ -частиц и удалению детектора от источника фона удалось получить рекордно низкий фон и высокое разрешение даже при размещении образца в непосредственной близости от активной зоны реактора [22]. Важное преимущество этого метода — защита детектора от  $\gamma$ -квантов, испускаемых образцом за счет фоновой реакции  $(n, \gamma)$ .

В последние годы прогресс в развитии методики исследования реакции  $(n, \alpha)$  на тепловых нейтронах достигался в основном за счет очистки бомбардирующего пучка от  $\gamma$ -квантов и быстрых нейтронов. В Институте Лауэ — Ланжевена (Гренобль) для этой цели был применен 87-метровый изогнутый зеркальный нейтронпровод сечением  $3 \times 5$  см. Это позволило иметь на образце  $10^9$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup> при потоке надтепловых нейтронов всего  $10^3$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup> и снизить поток  $\gamma$ -квантов от реактора на шесть порядков. Достигнутые фоновые условия дали возможность измерять сечения вплоть до  $1 \cdot 10^{-30}$  см<sup>2</sup> для  $E_\alpha > 4$  МэВ и провести исследования реакций  $(n, \alpha)$  и  $(n, \gamma\alpha)$  на широком круге ядер [23].

Хорошие результаты были получены за счет фильтрации пучка вертикального тангенциального канала реактора FRJ-2 в Юлихе [24] висмутовым фильтром длиной 20 см, охлажденным до температуры 77 К в сочетании со специальным коллиматором. Поток тепловых нейтронов здесь составлял  $1,8 \cdot 10^8$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup>. Кремний-литиевый детектор обеспечивал разрешение 30 кэВ при  $E_\alpha = 5,5$  МэВ. Неплохие результаты дало также применение монокристаллического кремниевого фильтра на реакторе ВВР-М ИЯИ АН УССР (Киев). Хотя в данном случае поток тепловых нейтронов был в несколько раз меньше, чем в Юлихе, применение светосильного альфа-спектрометра на основе ионизационной камеры позволило обеспечить измерение сечений  $(n, \alpha)$  на уровне  $15 \cdot 10^{-30}$  см<sup>2</sup> [25].

Исследования на квазимоноэнергетических пучках нейтронов, получаемых на стационарных реакторах при помощи ядерных фильтров, методически весьма близки к исследованиям на тепловых ней-

тронах. В настоящее время используется довольно широкий набор ядерных фильтров, позволяющих получать пучки со средней энергией от 2 до 144 кэВ с интенсивностью  $10^6$ — $10^7$  см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup> [26]. Основная доля результатов здесь была получена с использованием ионизационных камер в качестве альфа-спектрометра [26, 27]. Имели место также попытки измерять усредненные сечения реакции ( $n, \alpha$ ) и при помощи полупроводниковых детекторов, но последние из-за низкой геометрической эффективности пока оказались неконкурентоспособными [28].

**Пучки резонансных нейтронов.** При исследовании реакции ( $n, \alpha$ ) в отдельных резонансах используется, как правило, наиболее универсальный метод выделения нейтронов определенной энергии — метод времени пролета, реализуемый на импульсных источниках нейтронов. В течение многих лет исследования реакции ( $n, \alpha$ ) в резонансной области энергии нейтронов проводились дубненской группой на весьма удобной установке для светосильной нейтронной спектроскопии — импульсном реакторе ИБР-30 ЛНФ ОИЯИ, работающем в качестве бустера с линейным ускорителем электронов ЛУЭ-40, имеющем интенсивность  $3 \cdot 10^{14}$  с<sup>-1</sup> при длительности нейтронного импульса 4,5 мкс и частоте 100 Гц и большой набор пролетных баз вплоть до 1000 м [29]. Последние годы к исследованиям реакции ( $n, \alpha$ ) в резонансной области стали подключаться и группы, работающие на нейтронах, генерируемых при помощи ускорителей с короткой по времени вспышкой. Эти установки имеют преимущество в задачах, требующих хорошего разрешения и большого диапазона по энергии нейтронов. Значительного прогресса можно ожидать в связи с пуском комплекса с накопительным кольцом LANSCE на резонансной фабрике в Лос-Аламосе, где при хорошем разрешении получена и высокая интенсивность пучка (табл. 1).

Таблица 1. Некоторые характеристики нейтронных спектрометров, используемых при исследовании реакции ( $n, \alpha$ )

Спектрометр	Литература	Интенсивность, с <sup>-1</sup>	Длительность, нс	Частота, Гц
ИБР-30 + ЛУЭ	[29]	$3,0 \cdot 10^{14}$	4500	100
ФАКЕЛ	[30]	$2,0 \cdot 10^{12}$	50	100
GELINA	[31]	$2,3 \cdot 10^{13}$	10	900
ORELA	[32]	$1,0 \cdot 10^{14}$	3—30	1000
LANSCE	[33]	$1,0 \cdot 10^{16}$	270	12

**Детекторы  $\alpha$ -частиц.** Измерения на резонансных нейтронах предъявляют и некоторые дополнительные требования к детекторам, которые должны работать в мощных импульсных полях  $\gamma$ -квантов и нейтронов источника. Относительно малая (по сравнению, например, с тепловыми пучками) плотность потока нейтронов на образце

не позволяет надеяться на получение результатов для широкого круга ядер с использованием тонких мишеней малых размеров и полупроводниковых детекторов (ППД). В связи с этим более подробно остановимся на газовых ионизационных детекторах, сыгравших основную роль в изучении реакции ( $n, \alpha$ ). Главными их преимуществами являются большая (до квадратного метра) площадь образца и близкая к 100 % (в 2л-геометрии) эффективность регистрации  $\alpha$ -частиц. Чувствительность таких детекторов к  $\gamma$ -квантам и быстрым нейтронам меньше, а быстроедействие почти такое же, как у ППД. Кроме того, газовые ионизационные детекторы не разрушаются быстрыми нейтронами и могут устанавливаться прямо в нейтронный пучок. Эти достоинства во многих случаях компенсируют проигрыш в разрешении по сравнению с ППД.

В течение нескольких лет был разработан и опробован целый ряд оригинальных детекторов (рис. 1). В измерениях полных  $\alpha$ -ширин хорошо зарекомендовали себя газовый сцинтилляционный детектор с многослойной мишенью (рис. 1, а) и детектор на основе системы многонитяных пропорциональных камер (рис. 1, в). В первых экспериментах применялась также многослойная ионизационная камера с центральным коллектором (рис. 1, б).

Газовый сцинтилляционный детектор (рис. 1, а) состоит из кассеты с мишенью из исследуемого вещества, которая помещается в корпусе, заполненном ксеноном. Чувствительный объем просматривается фотоумножителями. Особенность детектора — наличие электрического поля 700 В/см, в котором находится сцинтиллирующий газ, создаваемого сеточными электродами, что увеличивает световую вспышку почти в 100 раз [34].

Многослойная ионизационная камера с центральным коллектором (рис. 1, б) конструктивно выполнена в виде кассеты из пластин с нанесенным слоем исследуемого вещества. Пластины играют роль высоковольтных электродов. Роль коллектора выполняет центральная нить, снабженная кольцами, уменьшающими неоднородность поля (рис. 1, б). Эта камера впоследствии уступила свое место спектрометрическим ионизационным камерам.

Детектор на основе системы пропорциональных камер используется в качестве малофонового счетчика  $\alpha$ -частиц [35]. Он состоит из шести конструктивно независимых вдвоенных пропорциональных камер, помещаемых в общем вакуумированном корпусе из дюралюминия. Мишени с исследуемым веществом размещаются в пространстве между камерами. Конструкция дает возможность при необходимости менять количество и расположение мишеней в камере и способ их облучения в соответствии с требованиями конкретного эксперимента. Так, использование многоцелевого коллиматора и «скользящего» падения пучка на мишень (рис. 1, в) позволяет защитить рабочий объем камер от непосредственного облучения нейтронами и  $\gamma$ -квантами источника нейтронов, что существенно уменьшает перегрузку детектора в момент импульса мощности реактора (ускорителя).



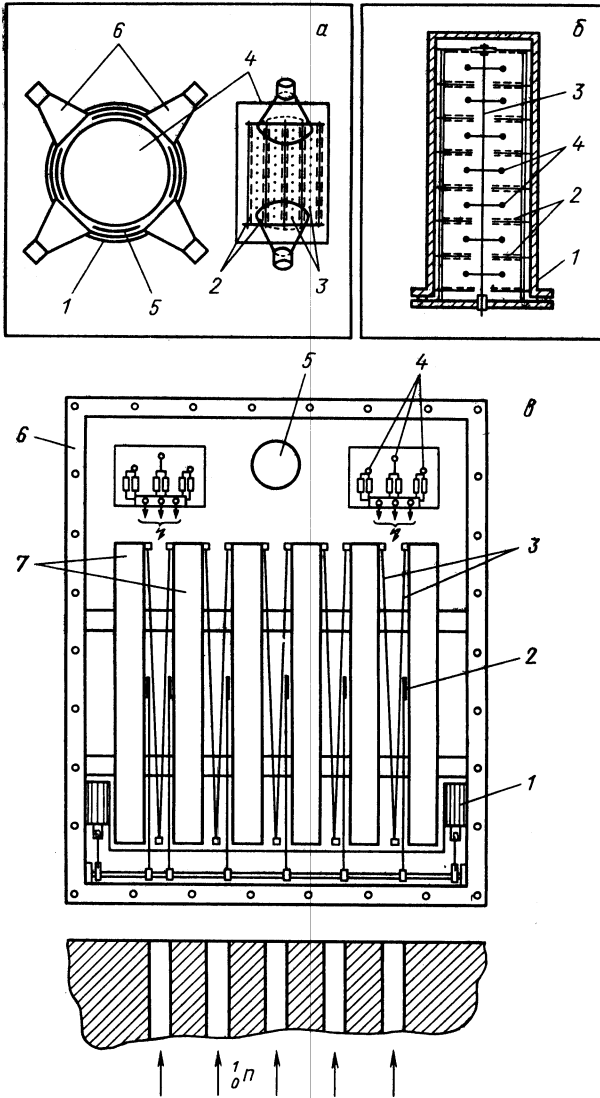


Рис. 1. Счетчики  $\alpha$ -частиц:

а — ксеноновый сцинтиляционный детектор: 1 — слой дифенилстильбена; 2 — мишени; 3 — сеточные электроды; 4 — корпус; 5 — отражатель; 6 — ФЭУ; б — ионизационная камера с центральным коллектором: 1 — корпус; 2 — мишени; 3 — центральный электрод; 4 — кольца для выравнивания потенциала; в — система пропорциональных камер со щелевой коллимацией пучка: 1 — устройство ввода калибровочного источника; 2 — калибровочные источники; 3 — подложки мишеней; 4 — делитель напряжения; 5 — сигнальный ввод; 6 — корпус; 7 — секции двоянных пропорциональных камер

**Спектрометры  $\alpha$ -частиц.** В первых измерениях спектров  $\alpha$ -распада нейтронных резонансов применялись плоские ионизационные камеры с сеткой БИК [36] и СИК [37]. Стремление максимально увеличить площадь мишени в плоской камере приводило к большой емкости коллектора, что ухудшало энергетическое разрешение, поэтому камера БИК имела шесть идентичных секций с независимыми

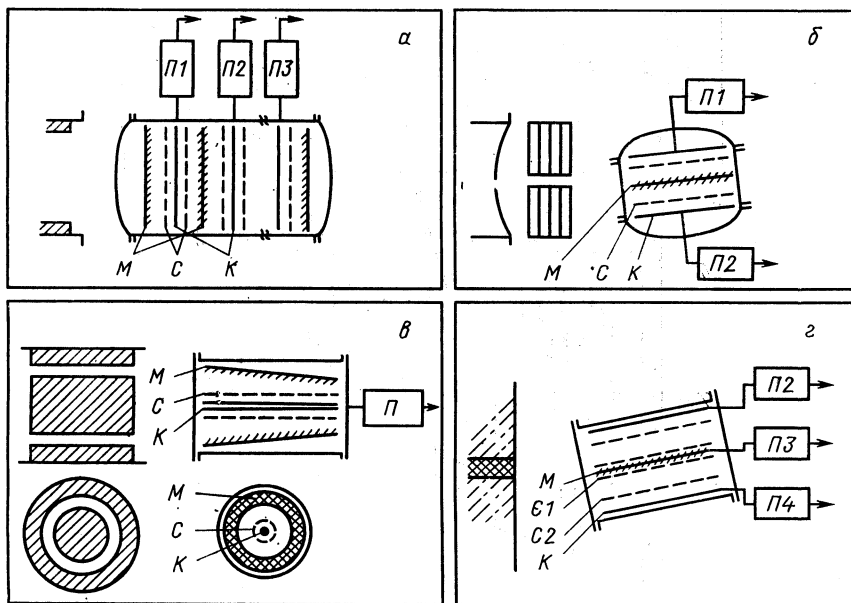


Рис. 2. Ионизационные альфа-спектрометры:

а — большая ионизационная камера; б — средняя (двухсекционная) камера; в — цилиндрическая ионизационная камера; г — ионизационная камера с двумя сетками; М — электрод с мишенью; С — экранирующая сетка; К — собирающий электрод (коллектор)

предусилителями. Площадь мишени каждой секции составляла  $600 \text{ см}^2$ . Плоскости мишеней были ортогональны к оси пучка (рис. 2, а). Спектры с каждой секции обрабатывались независимо, поскольку большая длина корпуса (1,2 м) вносила соответствующую неопределенность в длину пролетной базы.

Плоская камера СИК имела только две секции, идентичные секциям БИК, и общую двустороннюю мишень (рис. 2, б). Для уменьшения фона пучка и перегрузки усилительных трактов импульсной мощности реактора пучок коллимировался щелевым коллиматором, а мишени устанавливались под «скользящим углом» — порядка  $4^\circ$  к оси пучка. В сущности, это было частичным затенением детектора от прямого пучка, сократившего примерно в 6 раз объем рабочего газа, находящегося в нейтронном и  $\gamma$ -пучках активной зоны реактора.

Благодаря этому камера СИК, при меньшей площади образца, позволила получить значительно больший объем экспериментальных данных, чем БИК.

Дальнейшее развитие методики альфа-спектрометрии проходило путем улучшения использования нейтронного пучка. Эта задача была решена переходом к цилиндрической геометрии. Цилиндрическая ионизационная камера (ЦИК) [38] имела мишень в форме усеченного конуса с углом при вершине около  $2^\circ$ , ось которого совпадала с осью пучка (рис. 2, в). Пучок коллимировался в виде кольца, засвечивавшего поверхность мишени и лишь малую долю рабочего объема камеры. Здесь была сохранена идея скользящего падения пучка, хорошо зарекомендовавшая себя в камере СИК. Внутри мишени соосно располагались цилиндрическая сетка и цилиндрический анод. При длине мишени 50 см и диаметре пучка 28 см камера имела площадь мишени  $3500 \text{ см}^2$ . Использование цилиндрической геометрии позволило при пяти-шестикратном увеличении площади мишени в 3 раза уменьшить емкость анода и получить вполне приемлемое энергетическое разрешение. Искажение формы  $\alpha$ -линии за счет краевого эффекта и зависимости эффективности регистрации  $\alpha$ -частиц от энергии, связанные с цилиндрической формой мишени, не превышали 2 %, что существенно меньше экспериментальных погрешностей измеряемых  $\alpha$ -ширин. В дальнейшем фоновые условия эксперимента с резонансными нейтронами были улучшены введением дополнительной фильтрации реакторного пучка при одинаковом пропускании фильтра в широком интервале энергии нейтронов, от тепловой до нескольких килоэлектрон-вольт, при условии подавления фона от  $\gamma$ -квантов и быстрых нейтронов. Лучшие результаты дал алюминиевый фильтр [39].

Цилиндрическая геометрия оказалась плодотворной и при измерении усредненных по резонансам сечений реакции ( $n, \alpha$ ) на фильтрованных пучках нейтронов [40]. В этих экспериментах вследствие длительного времени измерений и близости эффекта и фона серьезной проблемой была идентичность условий измерения эффекта и фона, а также возможность быстрой смены образца. Эта проблема была решена с помощью цилиндрической камеры с сеткой, в которой мишени с калибровочным и исследуемым образцом занимали часть площади катода и представляли собой полоски шириной, равной диаметру пучка, располагавшиеся вдоль оси на противоположных сторонах катода. Нейтронный пучок направлялся под скользящим углом к оси камеры, облучая только один из образцов. Камера устанавливалась на кронштейнах, позволявших вращать ее вокруг оси.

Дальнейшее расширение круга исследуемых ядер в область  $A \sim 100$  привело к необходимости измерения меньших сечений реакции при меньшей энергии  $\alpha$ -частиц. Для подавления фона в области энергий  $\alpha$ -частиц от 3 до 7 МэВ плоская ионизационная камера была дополнена тонким  $\Delta E$ -детектором. Необходимо отметить, что ионизационная камера с тонкими пропорциональными счетчиками Андре-

ева [20], а также телескоп полупроводниковых детекторов [21] имеют общий недостаток — необходимость суммирования сигналов с  $\Delta E$ - и  $E$ -детекторов с тем, чтобы избежать ухудшения разрешения из-за различия потерь энергии в  $\Delta E$ -детекторе для частиц, испускаемых под разными углами.

Этого недостатка удалось избежать в ионизационной камере с двумя сетками, одна из которых расположена вблизи мишени на расстоянии, существенно меньшем длины пробега  $\alpha$ -частицы [27]

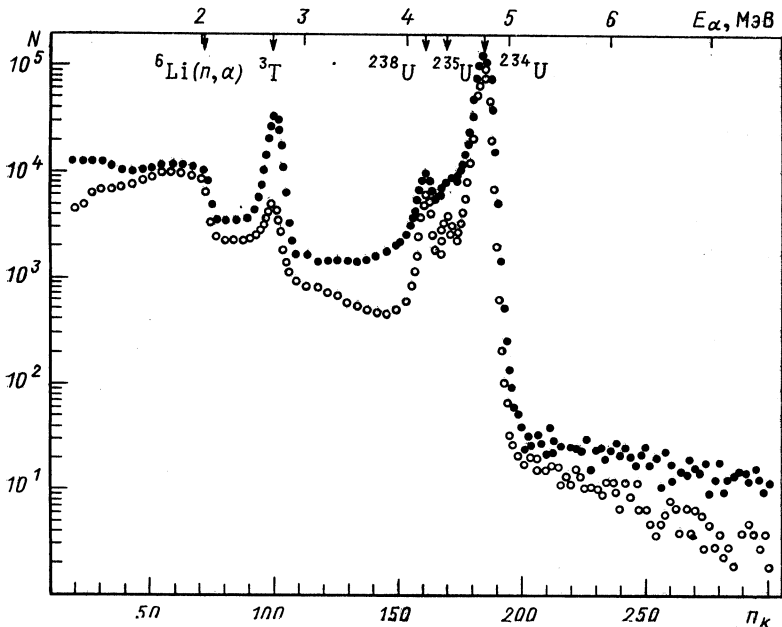


Рис. 3. Амплитудные спектры, измеренные камерой с двумя сетками: черные точки — без управления, светлые — с управлением кодировщиком сигналом с катода

(рис. 2, з). Как и в известной ионизационной камере с двумя сетками [41], потенциалы сеток таковы, что электронная компонента трека полностью собирается на аноде, при этом амплитуда сигнала с анода не зависит от ориентации трека, типа частицы и определяется только энергией частицы. В то же время, амплитуда сигнала, снимаемого с катода, зависит только от потери энергии частицы в промежутке катод — первая сетка. В работе [27] были получены выражения для формы спектра с катода и соотношения эффективностей регистрации частиц, отбираемых в заданном окне амплитуд сигнала, снимаемого с катода. Использование в качестве управляющего сигнала с катода в амплитудном окне, соответствующем трекам, пересекающим первую сетку, при регистрации полного сигнала с анода,

позволило при умеренной потере эффективности регистрации  $\alpha$ -частиц в 3—5 раз понизить фон камеры на пучке [27]. На рис. 3 показаны спектры, измеренные без управления и с управлением сигналом с катода, соответствующем углам вылета от 0 до  $70^\circ$ .

Можно заметить, что ионизационные камеры для исследований реакции  $(n, \alpha)$  в процессе своей эволюции вобрали в себя практически все методические приемы, использовавшиеся при работе с полупроводниковыми детекторами: теньевая защита от прямого пучка, его предварительная фильтрация, увеличение селективности детектора путем введения  $\Delta E$ -детектора. Причем в ряде случаев ионизационные камеры оказались конструктивно более гибкими, что в значительной мере обеспечило успешное развитие исследований  $\alpha$ -спектров распада компаунд-состояний в последние 15 лет, несмотря на неизменность характеристик применяемых нейтронных источников.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

**Альфа-ширины нейтронных резонансов.** Почти все исследования реакции  $(n, \alpha)$  на резонансных нейтронах выполнены на импульсных

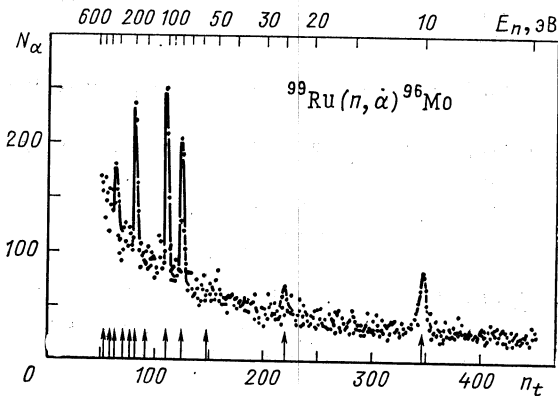


Рис. 4. Времыпролетный спектр выхода  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{99}\text{Ru}(n, \alpha)^{96}\text{Mo}$

источниках нейтронов с использованием метода времени пролета. Из полученных экспериментальных спектров — зависимости счета  $\alpha$ -частиц от времени пролета нейтронов — можно получить значения полных  $\alpha$ -ширин  $\Gamma_\alpha$  в нейтронных резонансах. Связь между суммарным числом отсчетов  $\alpha$ -детектора в резонансе и параметрами резонанса определяется выражением

$$N_\alpha = C_\alpha \Phi(E_0) A S \Gamma_\alpha / \Gamma, \quad (5)$$

где  $C_\alpha$  — эффективность регистрации  $\alpha$ -частиц;  $\Phi(E_0)$  — поток нейтронов;  $\Gamma$  и  $\Gamma_\alpha$  — полная и  $\alpha$ -ширина резонанса;  $A$  — площадь резо-

нанса под кривой пропускания (площадь Юза) [42];  $S$  — площадь мишени, а  $t$  — время измерений. Обычно значения  $\Gamma_\alpha$  определяются

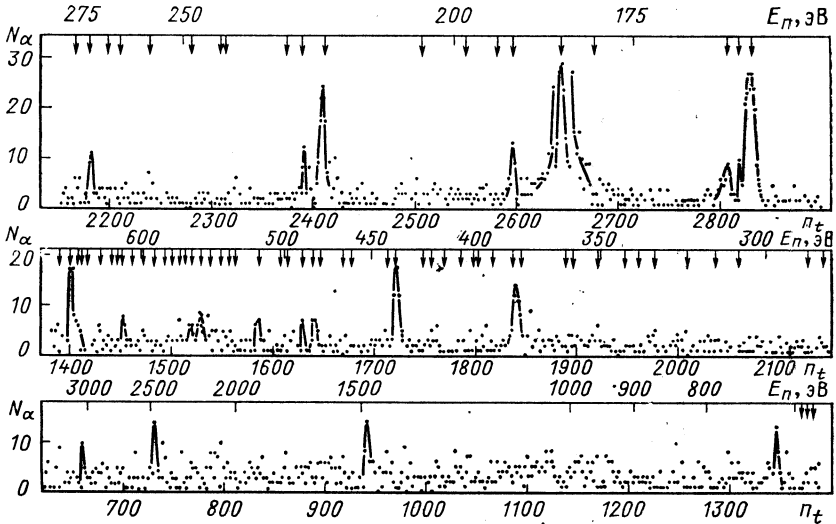


Рис. 5. Времяпролетный спектр выхода  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$  по отношению выходов  $\alpha$ -частиц для изучаемого ( $x$ ) и калибровочного ( $k$ ) резонансов

$$\Gamma_\alpha^x = \frac{C^k S^k t^k \Phi^k A^k \Gamma_\alpha^k N_\alpha^x}{C^x S^x t^x \Phi^x A^x \Gamma_\alpha^k N_\alpha^k} \Gamma_\alpha^k. \quad (6)$$

В качестве примера на рис. 4—6 приведены экспериментальные времяпролетные спектры выхода  $\alpha$ -частиц из реакции  $(n, \alpha)$  на ядрах  $^{99}\text{Ru}$  [43],  $^{147}\text{Sm}$  [44] и  $^{177}\text{Hf}$  [45], представляющих разные области атомных ядер.

В результате проведенных к настоящему времени исследований получены значения  $\alpha$ -ширин почти для 200 резонансов в широком диапазоне атомных масс от  $^{33}\text{S}$  до  $^{187}\text{Os}$  (табл. 2).

**Измерения на квазимоноэнергетических нейтронах.** Продвижение исследований реакции  $(n, \alpha)$  в область более высоких энергий позволяет, с одной стороны, увеличить число исследованных нейтронных резонансов, а следовательно, получить большую точность экспериментального определения средних значений  $\alpha$ -ширин, а с другой — это данные об  $\alpha$ -распаде в новой области энергий возбуждения, что дает возможность исследовать энергетическую зависимость  $\alpha$ -частичной силовой функции отдельных ядер. К сожалению, темп улучшения характеристик нейтронных спектрометров явно отставал от интересов исследований, поэтому естественным был переход от ис-

следований распада отдельных нейтронных резонансов к усредненным по резонансам сечениям реакции  $(n, \alpha)$ .

Теория усредненных по резонансам сечений нейтронных реакций, и в частности радиационного захвата, была разработана более двух десятилетий назад [59, 60]. Особенности, вытекающие из специфики

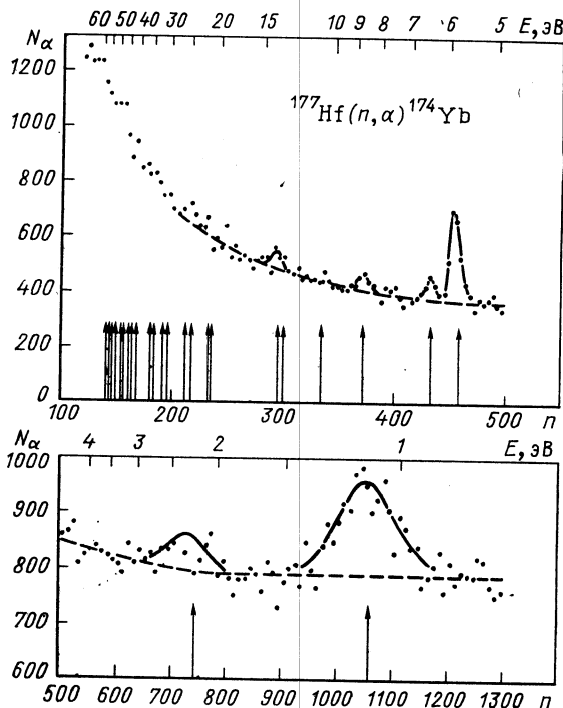


Рис. 6. Времяпролетный спектр выхода  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{177}\text{Hf}(n, \alpha)^{174}\text{Yb}$

исследований реакции  $(n, \alpha)$ , были подробно рассмотрены в [61, 62]. Малое значение сечений требует для получения приемлемой статистической точности расширения участков нейтронного спектра, по которым осуществляется усреднение. А это, в свою очередь, не позволяет пользоваться в расчетах рядом приближений, упрощающих математические выражения для средних сечений реакции  $(n, \gamma)$ .

С учетом этих особенностей в случае тонкого образца усредненное по резонансам сечение реакции  $(n, \alpha)$  выражается в виде

$$\langle \sigma_{n, \alpha_f}^{j\pi} \rangle = g_{j\pi} \left\langle \frac{\Gamma_{\alpha_f}^{j\pi}}{D^{j\pi}} \right\rangle \frac{\int_{\Delta E_n} \Phi(E_n) \lambda^2 \frac{\langle \Gamma_n^{j\pi} \rangle (E_n)}{\langle \Gamma_n^{j\pi} \rangle (E_n)} F(E_n) dE_n}{\int_{\Delta E_n} \Phi(E_n) dE_n} \quad (7)$$

Таблица 2. Средние полные  $\alpha$ -ширины нейтронных резонансов

Ядро-мишень	$J^\pi$	$N$	$\langle \Gamma_\alpha \rangle$ , эВ	Литература
$^{33}\text{S}$	$0^+$	1	(1980)	[46]
	$1^-$	4	$1300 \pm_{-640}^{+1780}$	[46]
	$2^+$	4	$36 \pm_{-18}^{+49}$	[46]
	$3^-$	5	$69 \pm_{-31}^{+77}$	[46]
$^{59}\text{Ni}$	$1^-$	3	$0,25 \pm 0,21$	[47]
	$2^-$	1	(0,0016)	
$^{64}\text{Zn}$	$1/2^+$	1	(1,2E-5)	[43]
	$2^-$	2	$(5,5 \pm 4,7) E-6$	[43, 48]
$^{67}\text{Zn}$	$3^-$	6	$(5,8 \pm 3,4) E-4$	
	$1^-$	3	$(7,8 \pm 5,8) E-6$	[49]
$^{77}\text{Se}$	$2^+$	2	$(8,8 \pm 5,1) E-5$	[50]
$^{91}\text{Zr}$	$1^-$	1	$(3,1 E-5)$	
	$2^+$	4	$(2,6 \pm 1,8) E-5$	[43, 51]
$^{95}\text{Mo}$	$3^+$	1	$(2,5 E-8)$	
	$2^+$	3	$(4,4 \pm 3,6) E-6$	[3, 51]
$^{99}\text{Ru}$	$3^+$	3	$(4 \pm 3) E-7$	
	$2^+$	3	$(1,5 \pm 1,2) E-7^*$	[43, 51]
$^{101}\text{Ru}$	$2^+$	1	$(1,0 E-7)^{**}$	[43, 51]
$^{105}\text{Pd}$	$0^+$	7	$(7,3 \pm 3,7) E-6$	[51, 52]
$^{123}\text{Te}$	$3^-$	15	$(2,1 \pm 0,8) E-5$	[44, 53]
$^{143}\text{Nd}$	$3^-$	5	$(3,2 \pm 1,9) E-7$	[49, 54]
$^{145}\text{Nd}$	$3^-$	20	$(2,3 \pm 0,6) E-6$	[37, 44]
	$4^-$	10	$(3,8 \pm 1,4) E-6$	[51, 55]
$^{147}\text{Sm}$	$3^-$	13	$(2,1 \pm 0,6) E-7$	[55, 56]
	$4^-$	18	$(2,9 \pm 0,8) E-8$	
$^{171}\text{Yb}$	$1^-$	4	$(3,1 \pm 0,9) E-8$	[45, 51]
	$1^-$	1	$(0,7 E-9)$	[51, 57]
$^{155}\text{Gd}$	$2^-$	3	$(7 \pm 3) E-9$	
	$3^-$	4	$(5,8 \pm 2,6) E-9$	[45]
$^{177}\text{Hf}$	$4^-$	3	$(1,6 \pm 0,6) E-9$	
	$1^-$	2	$(4,4 \pm 2,6) E-9$	[58]

\*  $E - a = 10^{-a}$ .

\*\* В скобках без ошибок приведены оценки по одному резонансу.

Здесь  $g_{J^\pi}$  — статистический фактор;  $\langle \Gamma_{\alpha_f}^{J^\pi} \rangle$  — соответствующая средняя  $\alpha$ -ширина перехода в конечное состояние  $f$ ;  $\lambda$  — длина волны нейтрона;  $\langle \Gamma^{J^\pi} \rangle$  и  $\langle \Gamma_n^{J^\pi} \rangle$  — средние значения полной и нейтронной ширины, а

$$F(E_n) = \left\langle \frac{\Gamma_n \Gamma_\alpha}{\Gamma} \right\rangle \frac{\langle \Gamma \rangle}{\langle \Gamma_n \rangle \langle \Gamma_\alpha \rangle} \quad (8)$$

— фактор-усреднения для реакции ( $n, \alpha$ ) (здесь и далее мы опускаем индекс  $J^\pi$ , если это не приводит к недоразумениям). Непосредственно из экспериментального сечения среднюю парциальную  $\alpha$ -ширину



можно получить только для  $\alpha$ -переходов между состояниями, одно из которых имеет нулевой спин. Такие данные могут быть получены из  $\alpha$ -спектров и в случае измерения полных сечений для ядер, у которых велико расстояние между основным и первым возбужденным состояниями дочернего ядра, поскольку переходы в возбужденные состояния у них сильно ослаблены (например, у  $^{123}\text{Te}$  и  $^{143}\text{Nd}$  более чем на два порядка).

В других случаях возможен вклад нескольких угловых моментов для перехода в одно конечное состояние, среднюю парциальную  $\alpha$ -ширину для каждого из них можно выделить, используя лишь определенные теоретические предположения, например гипотезу статистической теории о равенстве средней приведенной  $\alpha$ -ширины  $\gamma_{\alpha}^2$  для всех каналов  $\alpha$ -распада. В случае  $\alpha$ -переходов на один конечный уровень данное предположение представляется разумным ввиду сложности захватных состояний. В этом случае, воспользовавшись выражениями (2) и (7) для конечного состояния, можно записать:

$$\langle \gamma_{\alpha_f}^2 \rangle = \frac{D_{J\pi} \langle \sigma_{n,\alpha_f}^{J\pi} \rangle}{g_{J\pi} \sum_{l(J)} P_{\alpha_l f}} \frac{\int_{\Delta E_n} \Phi(E_n) dE_n}{\int_{\Delta E_n} \Phi(E_n) \lambda^2 \langle \Gamma_n \rangle F(E_n) / \langle \Gamma \rangle dE_n}. \quad (9)$$

Если при измерении средних сечений не удастся выделить парциальные  $\alpha$ -переходы, полученное полное сечение позволяет определить только величину:

$$\left\langle \frac{\Gamma_{\alpha_f}}{D} \right\rangle_{J\pi} = \sum_{J\pi} g_{J\pi} \left\langle \frac{\Gamma_{\alpha_f}^{J\pi}}{D_{J\pi}} \right\rangle; \quad (10)$$

в тех случаях, когда не удастся разделить  $\alpha$ -переходы на различные конечные состояния, в выражение (9) нужно добавить суммирование по  $f$ . При этом вклад различных участков исследуемого интервала оказывается неодинаковым и эффективное число резонансов, определяющее погрешность средней  $\alpha$ -ширины, связанную с конечным числом резонансов, оказывается меньше их полного числа и выражается в виде

$$\mu_f = \frac{1}{D_H} \frac{\left( \sum_{J\pi} g_{J\pi}^2 \sum_{l(J\pi)} P_{\alpha_l f} \right)^2}{\sum_{J\pi} g_{J\pi}^3 \sum_{l(J\pi)} P_{\alpha_l f}^2} \frac{\left[ \int_{\Delta E_n} \Phi(E_n) \lambda^2 \frac{\langle \Gamma_n \rangle (E_n)}{\langle \Gamma \rangle (E_n)} F(E_n) dE_n \right]^2}{\int_{\Delta E_n} \left[ \Phi(E_n) \lambda^2 \frac{\langle \Gamma_n \rangle (E_n)}{\langle \Gamma \rangle (E_n)} F(E_n) \right]^2 dE_n}. \quad (11)$$

Оценка возможностей доступных источников нейтронов выявила три основных направления исследований.

Первое направление — это естественное продолжение время-пролетной методики в область нескольких килоэлектрон-вольт, где нейтронный спектрометр не разрешает отдельные нейтронные резо-

нансы, а светосила и фоновые характеристики цилиндрического альфа-спектрометра ЦИК [38] позволяют выделить вклад реакции ( $n, \alpha$ ) из амплитудных спектров [62, 63]. Развитие этих исследований ограничивала перегрузка детектирующей аппаратуры импульсом мощности реактора ИБР-30.

Второе направление исследований базировалось на пучке квази-моноэнергетических нейтронов, получаемых из реакции  ${}^7\text{Li}(p, n)$  вблизи порога на электростатическом ускорителе ЛНФ ЭГ-5 [64, 65]. На мишени из металлического лития при токе протонов 12—15 мкА был получен поток нейтронов  $2 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$  со средней энергией 30 кэВ в интервале от 8 до 70 кэВ. Из кинематики реакции пучок нейтронов испускался вперед по пучку протонов внутри конуса с углом при вершине около  $30^\circ$ . В нейтронный пучок устанавливалась камера СИК, мишень которой позволяла перекрыть практически весь нейтронный поток.

Основными проблемами при проведении этих экспериментов были малая интенсивность потока нейтронов и относительно высокий уровень фона, что вынуждало применять толстые образцы и ограничиваться только исследованиями полных сечений реакции ( $n, \alpha$ ) [64, 65].

Развитие третьего направления обеспечила разработка интерференционных ядерных фильтров, применяемых на пучках исследовательского реактора ВВР-М ИЯИ АН УССР [26, 40]. Большой поток нейтронов, высокая степень очистки пучка от  $\gamma$ -квантов и быстрых нейтронов, достаточная ширина полосы фильтра позволили значительно улучшить качество измеряемых  $\alpha$ -спектров.

В измерениях по методу времени пролета на пучке реактора ИБР-30 применялась калибровка по опорному резонансу в электронвольтовой области и известной зависимости потока нейтронов от энергии [29].

В случае измерений на пучке нейтронов из реакции  ${}^7\text{Li}(p, n)$  для нормировки сечений измерялся поток нейтронов, попавших на мишень при помощи нейтронного монитора; интегральный испущенный из литевой мишени поток нейтронов контролировался по ее активации вследствие образования в ней радиоактивного ядра — продукта  ${}^7\text{Be}$  [64, 65].

В измерениях на фильтрованных пучках нейтронов [26, 40] сечение реакции определялось относительно сечения реакции ( $n, \alpha$ ) на литии, измеренного с высокой точностью во всем доступном диапазоне энергии нейтронов [66].

На рис. 7 показаны спектры реакции  ${}^{147}\text{Sm}(n, \alpha){}^{144}\text{Nd}$ , измеренные на фильтрованных скандии, железом и кремнием пучках реактора ВВР-М. В табл. 3 представлена сводка результатов измерений усредненных по резонансам сечений реакции ( $n, \alpha$ ), полученных к настоящему времени.

**Интерференционные эффекты в  $\alpha$ -распаде.** Измерение спектров  $\alpha$ -распада низколежащих резонансов неожиданно выявило красивый

Таблица 3. Средние парциальные ( $f=0, 1, 2$ ) и полные ( $t$ ) сечения реакции ( $n, \alpha$ )  $10^{-30}$  см<sup>2</sup>

$\Delta E_n$ , кэВ; метод	$f$	<sup>149</sup> Sm	<sup>147</sup> Sm	<sup>143</sup> Nd	<sup>123</sup> Te	<sup>95</sup> Mo
1,7—2,3 Sc- фильтр	0	9,3±1,8	130,2±13,2	42,2±4,3 [26]	< 5 [27]	27±5 [67]
	0	8,4±2,3	79,6±9,2			
	2	—	13,4±2,8			
	$t$	7,9±3,6 [26]	231,0±24,0 [26, 40]			
23—25 Fe- фильтр	0	—	26±6	15±4	2,8±0,7	—
	1	—	16±4	—	—	—
	$t$	—	48±12 [26]	— [26]	— [68]	—
134—154 Si- фильтр	0	—	12,0±3,3	6,6±1,2	—	6±3
	1	—	8,9±2,4	—	—	—
	$t$	—	24,5±5,6 [26]	— [26]	—	— [67]
8—70 Li ( $p, n$ )	$t$	< 6 [65]	28±5 [64, 65]	20±3 [65]	—	20±4 [67]
$E_n$ , кэВ МВП *	—	0,06—0,1	0,25—0,5	1,2—2,9	0,5—1,25	—
	0	—	260±50	—	—	—
	1	—	220±50	—	—	—
	$t$	530±180 [62]	590±90 [62]	150±35 [62]	80±30 [62]	—
$E_n$ , кэВ МВП	—	0,1—0,21	0,7—1,5	2,9—5,0	1,25±2,5	—
	0	—	180±40	—	—	—
	1	—	160±35	—	—	—
	$t$	240±100 [62]	390±60 [62]	105±25 [62]	40±15 [62]	—
$E_n$ , кэВ МВП	—	0,21—0,65	1,5—3,3	5,0—8,5	—	—
	0	—	110±25	—	—	—
	1	—	90±20	—	—	—
	$t$	140±55 [62]	230±35 [62]	65±20 [62]	—	—
$E_n$ , кэВ МВП	—	0,65—2,09	3,3—8,5	8,5—13,5	—	—
	0	—	70±20	—	—	—
	1	—	55±15	—	—	—
	$t$	110±45 [62]	160±50 [62]	45±25 [62]	—	—

\* МВП — метод времени пролета.

эффект многоуровневой интерференции в выходном канале распада. В работе [69] было обращено внимание на тот факт, что измеренное парциальное тепловое сечение реакции  $^{145}\text{Nd}(n, \alpha)^{142}\text{Ce}$  при переходе на первое возбужденное состояние  $2^+$  ядра Ce:  $\sigma_{n, \alpha_1} = 11 \times 10^{-30} \text{ см}^2$ , совпадает с экстраполированным по формуле Брейта — Вигнера вкладом низколежащих резонансов [54] в тепловое сечение, в то время как измеренное парциальное сечение для  $\alpha$ -перехода в основное состояние  $\sigma_{n, \alpha_0} < 0,7 \cdot 10^{-30} \text{ см}^2$  оказывается по крайней мере в 30 раз меньше экстраполированного вклада от тех же низколежащих резонансов. Авторы [69] интерпретировали этот результат как указание на наличие деструктивной межрезонансной интерференции в реакции  $(n, \alpha)$ . Аналогичная картина обнаружилась позднее и для реакции  $^{67}\text{Zn}(n, \alpha)^{64}\text{Ni}$  при сравнении экспериментальных

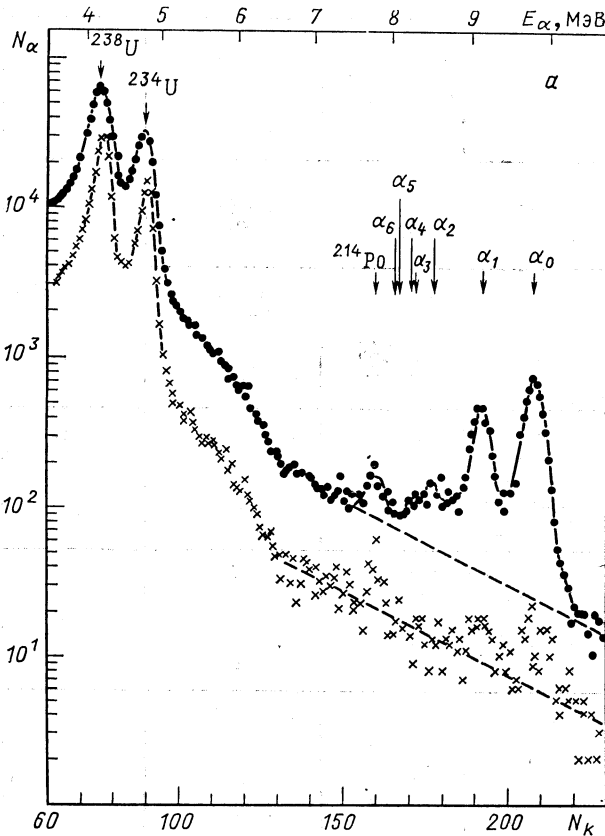
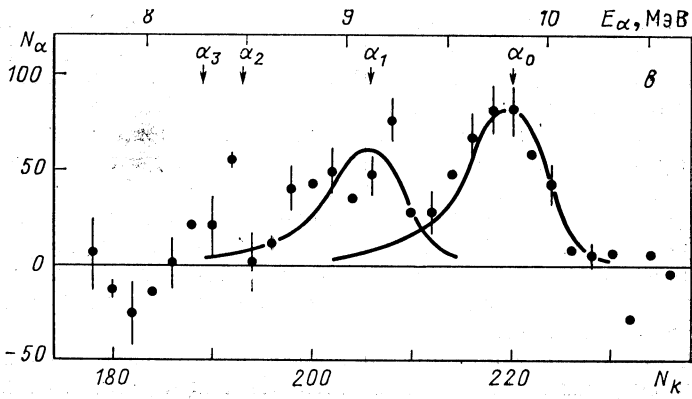
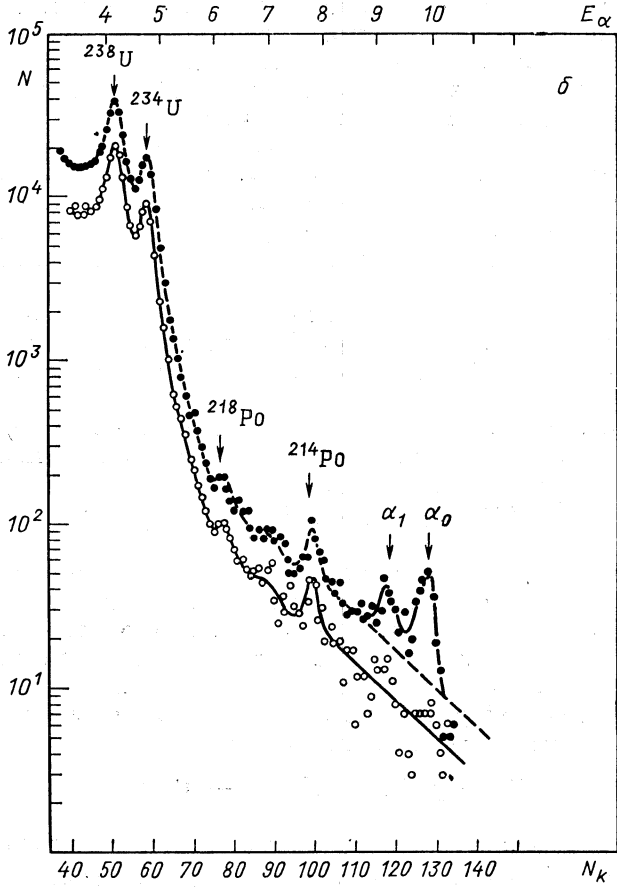


Рис. 7. Амплитудные спектры  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$ , измеренные на пучках реактора ВВР-М, фильтрованных скандием (а), железом (б) и кремнием (в, приведен спектр, полученный после вычитания фона)



данных в тепловой [70] и резонансной [43, 48] областях. Тщательная проверка использованных данных, калибровочные измерения и контрольные эксперименты подтвердили полученный результат [25, 71]. Более того, оказалось, что подавление невозможно объяснить интерференцией между любыми двумя резонансами.

Естественным объяснением этого явления мог быть эффект многоуровневой интерференции, аналогичный наблюдавшемуся в делительном канале на тяжелых ядрах [72], но там ширина резонанса порядка расстояния между уровнями ( $\Gamma/D \sim 1$ ) и объяснение напрашивается само собой, а в случае ядер  $^{67}\text{Zn}$  и  $^{145}\text{Nd}$  отношение  $\Gamma/D \sim 10 \div 100$ .

Остановимся подробнее на анализе полученных экспериментальных результатов с помощью общей  $R$ -матричной теории в приближении Райха — Мура [73], впервые проведенном для реакции  $(n, \alpha)$  в работах [25, 71, 74].

Суть метода заключается в том, что сечение в каналах реакции связано с элементами матрицы столкновений соотношением

$$\sigma_{cc'} = \pi \lambda^2 \sum_J g_J \sum_{l, s, l', s'} |\delta_{cc'} - S_{cls, c'l's'}^J|^2, \quad (12)$$

где  $\lambda$  — длина волны нейтрона;  $l, l'$  — орбитальные и  $s, s'$  — спиновые моменты входного  $c$  и выходного  $c'$  каналов соответственно;  $g_J$  — статистический фактор.  $R$  — матрица, характеризующая переходы из входного канала  $c$  в выходной канал  $c'$  и однозначно связанная с  $S$ -матрицей, определяется как сумма вкладов от разных резонансов  $r$ . Райх и Мур показали, что для нерадиационных каналов распада элементы  $R$ -матрицы имеют вид

$$R_{cc'} = \sum_r \gamma_{rc} \gamma_{rc'} / (E_r - E - i\Gamma_r/2), \quad (13)$$

где  $\gamma_{rc}, \gamma_{rc'}$  — амплитуды приведенных ширин в каналах  $c$  и  $c'$ ;  $E_r$  — энергия резонанса;  $\Gamma_r$  — полная средняя радиационная ширина.

При использованном расчете теплового сечения реакции  $(n, \alpha)$  для рассматриваемых ядер амплитуды приведенных ширин уровней, лежащих выше энергии связи нейтрона, известны, а свободными параметрами, влияющими на тепловое сечение, были только ширина уровня, лежащего ниже энергии связи нейтрона ( $\Gamma_{\alpha_0}^{(-)}$ ), и набор знаков произведений амплитуд входного и выходного каналов в выражении (13). Этот набор в дальнейшем мы будем называть типом интерференции. Общее число типов интерференции в случае  $n$  уровней составляет  $N = 2^{n-1}$ . Для поиска типов интерференции, позволяющих описать экспериментальное значение сечения, были приведены расчеты теплового сечения в зависимости от ширины  $\Gamma_{\alpha_0}^{(-)}$  в широком диапазоне ее значений.

На рис. 8 и 9 показаны зависимости тепловых сечений  $^{145}\text{Nd}$  и  $^{67}\text{Zn}$  от ширины  $\Gamma_{\alpha_0}^{(-)}$  для типов интерференции, описывающих теп-

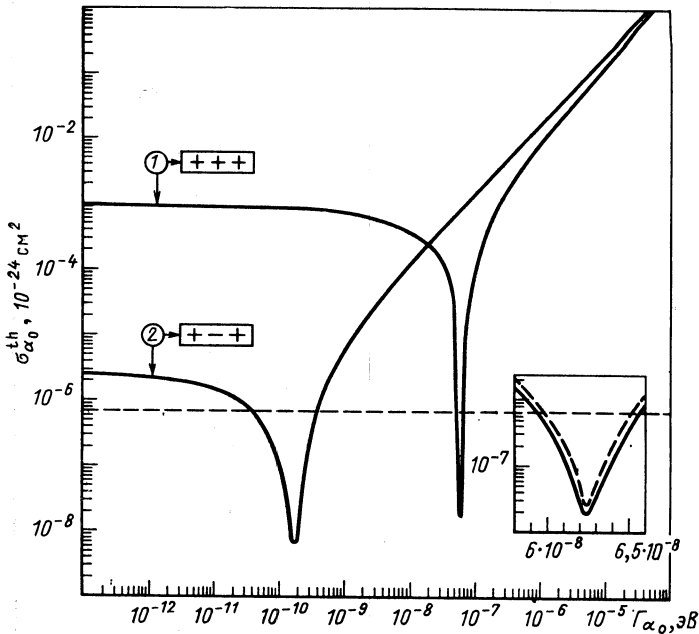


Рис. 8. Зависимость теплового сечения реакции  $^{145}\text{Nd}(n, \alpha_0)^{142}\text{Ce}$  от  $\alpha_0$ -ширины связанного уровня при  $E_0 = -28,19$  эВ. Пунктирная кривая на вставке — влияние эффекта Доплера для интерференции типа  $[+++]$

ловое сечение (указаны в рамках рядом с кривыми). Пунктирными прямыми на рисунках показаны экспериментальные верхние оценки тепловых сечений. На вставке рис. 8 штриховой кривой показано влияние эффекта Доплера для интерференции типа  $[+++]$ . Можно видеть, что эффект Доплера приводит к небольшому увеличению теплового сечения в интерференционном минимуме. В то же время, уменьшение ширины интервала  $\Delta\Gamma_{\alpha_0}^{(-)}$  допустимых значений ширины незначительно и практически не зависит от эффективной температуры образца.

Существенным моментом в интерпретации экспериментальных данных как эффекта многоуровневой интерференции является оценка вероятности случайной реализации сочетания типа интерференции и попадания ширины  $\Gamma_{\alpha_0}^{(-)}$  в интервал значений, описывающий экспериментальные данные.

Исходя из статистической теории парциальная  $\alpha_0$ -ширина является случайной величиной, описываемой  $\chi^2$ -распределением с одной степенью свободы и средним значением  $\langle\Gamma_{\alpha_0}\rangle$ . Тогда  $P_i$  — вероятность того, что для данного типа интерференции ширина  $\Gamma_{\alpha_0}^{(-)}$  попадает в интервал значений  $\Delta\Gamma_{\alpha_0}^{(-)}$ , описывающих экспериментальное тепловое сечение, может быть найдена интегрированием  $\chi^2$ -распре-

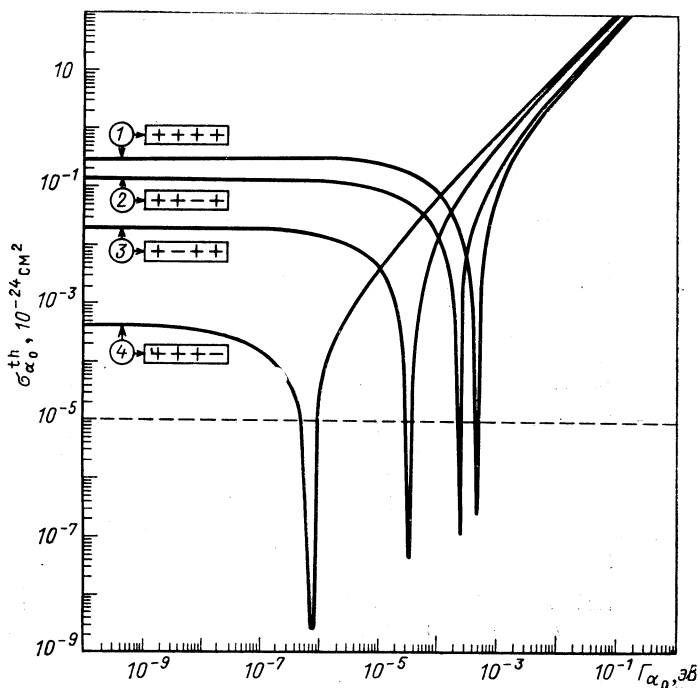


Рис. 9. Зависимость теплового сечения реакции  ${}^{67}\text{Zn}(n, \alpha){}^{64}\text{Zn}$  от  $\alpha_0$ -ширины связанного состояния при  $E_0 = -337$  эВ для случая интерференции четырех уровней

деления в интервале  $\Delta\Gamma_{\alpha_i}^{(-)}$ :

$$P_i = \int_{x_1}^{x_2} \chi^2(x) dx, \quad (14)$$

где

$$x = \Gamma_{\alpha_0} / \langle \Gamma_{\alpha_0} \rangle; \quad x_{1(2)} = [\Gamma_{\alpha_0}^{(-)} \min(\mp) \Delta\Gamma_{\alpha_0}^{(-)}] / \langle \Gamma_{\alpha_0} \rangle.$$

Для расчетов принимались экспериментально определенные средние значения  $\alpha$ -ширин, равные  $\langle \Gamma_{\alpha_0} \rangle = 0,26 \pm 0,15$  мкэВ в случае  ${}^{145}\text{Nd}$  и  $\langle \Gamma_{\alpha_0} \rangle = 380 \pm 190$  мкэВ в случае  ${}^{67}\text{Zn}$ . В табл. 4 приведены значения ширины  $\Gamma_{\alpha_0}^{(-)}$ , соответствующей минимуму теплового сечения, интервалы значений ширины, описывающих экспериментальные данные и вероятности реализации наблюдаемого подавления сечения.

Проведенный анализ тепловых сечений реакции  ${}^{145}\text{Nd}$  и  ${}^{67}\text{Zn}$  показывает, что в рамках многоуровневого формализма Райха — Мура возможно описать тридцатикратное подавление  $\alpha$ -распада в основное состояние. Вероятность столь сильного влияния интерференции оказывается сравнительно небольшой, но не настолько,



Таблица 4. Ширины, описывающие экспериментальное тепловое сечение, и вероятности их реализации

Ядро-мишень	Уровни $E_0$ , эВ	Тип интерференции	$\Gamma_{\alpha_0}^{(-)}$ , мкэВ	$\Delta\Gamma_{\alpha_0}^{(-)}$ , мкэВ	$P_i$ , %
$^{145}\text{Nd}$	—28,19	[+++]	0,062	0,007	1,9
	4,35 42,51	— [+—+]	0,0018	0,0035	2,1
$^{67}\text{Zn}$	—337	[++++]	538	13	0,6
	1546	[++—+]	260	9	0,8
	2469	[+—++]	38	3,5	1,1
	3789	[++—+]	0,8	0,5	1,1

чтобы отвергнуть объяснение наблюдаемого явления как эффекта многоуровневой интерференции. Аналогичный вывод сделан также в работе [75], где независимым образом были проведены расчеты в несколько иной идеологии.

Поятно, что полная информация о межрезонансной интерференции, в частности, определение ее типа, может быть получена лишь измерением сечения реакции ( $n, \alpha$ ) при других энергиях, например на крыльях резонансов и в межрезонансных промежутках. Попытка измерения формы резонанса  $E_r = 4,35$  эВ  $^{145}\text{Nd}$ , проведенная с этой целью в [76], показала необходимость увеличения статистической точности измерений на 4—5 порядков.

### 3. ЗАКОНОМЕРНОСТИ $\alpha$ -РАСПАДА КОМПАУНД-ЯДЕР

Полувековые исследования в области нейтронной спектроскопии показали, что парциальные ширины (вероятности) распада компаунд-ядер, среди которых наиболее изученными являются нейтронные и радиационные, в основном подчиняются статистическим закономерностям. В частности, статистическая теория неплохо описывает закон флуктуации парциальных и полных ширин, их средние значения, а также объясняет независимость средних приведенных ширин от природы конечных состояний, на которые происходит данный тип распада. Рассмотрим, насколько выполняются эти статистические закономерности для  $\alpha$ -частичного канала распада компаунд-ядер.

**Средние  $\alpha$ -ширины.** Основные особенности  $\alpha$ -распада компаунд-ядер обусловлены сложностью природы распадающихся состояний. В частности, это приводит к дополнительному (по отношению к кулоновскому и центробежному) подавлению вероятности испускания  $\alpha$ -частицы из высоковозбужденного состояния ядра. Такой эффект статистическая теория учитывает введением множителя  $D^J/D_0$ , где  $D_0 \cong 20$  МэВ — среднее расстояние между  $\alpha$ -кластерными оболочками в ядре;  $D^J$  — среднее расстояние между компаунд-состояниями

данного спина. По сути дела, множитель  $D^J/D_0$  является мерой вклада (в среднем)  $\alpha$ -кластерной компоненты в волновую функцию компаунд-ядра [см. выражение (3)].

Наличие корреляции средних приведенных  $\alpha$ -ширин нейтронных резонансов с фактором  $D^J/D_0$  хорошо проиллюстрировано в [77], где она прослеживается в пределах нескольких порядков изменения указанных величин.

На рис. 10 для широкого круга исследованных ядер представлены отношения средних значений экспериментальных  $\alpha$ -ширин

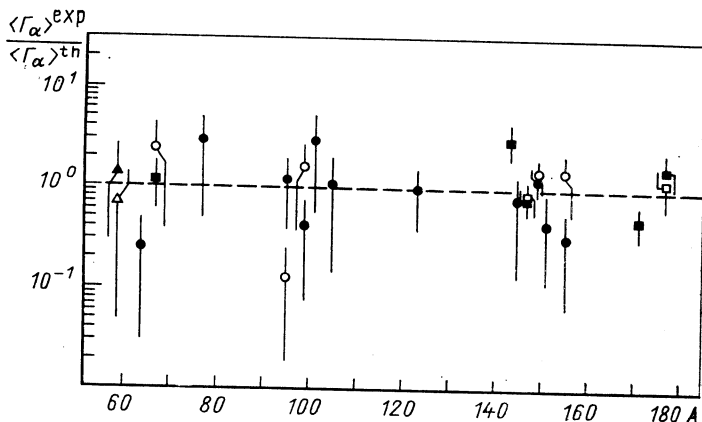


Рис. 10. Отношение средних экспериментальных  $\alpha$ -ширин к теоретическим в зависимости от атомной массы

к теоретическим, рассчитанным по формуле (3) с использованием параметров кластерной модели  $\alpha$ -распада С. Г. Кадменского и В. И. Фурмана [77]. За исключением данных для  $^{59}\text{Ni}$  [43, 47] (треугольники), остальные экспериментальные результаты получены в ЛНФ ОИЯИ. Здесь кружками и точками приводятся результаты, усредненные отдельно по резонансам со спинами  $I + 1/2$  и  $I - 1/2$ , где  $I$  — спин ядра мишени. Погрешности отдельных точек обусловлены главным образом малым числом резонансов, по которым проводилось усреднение экспериментальных данных. Удовлетворительное согласие экспериментальных и теоретических данных, иллюстрируемое рис. 10, говорит как о справедливости статистического описания средних вероятностей  $\alpha$ -распада компаунд-состояний ядер (постоянство отношений), так и об удовлетворительном выборе параметров кластерной модели (близость отношений к единице).

Представленные на рис. 10 отношения  $\alpha$ -ширин с точностью до множителя совпадают с  $\alpha$ -частичной силовой функцией для «черного» ядра. Если мы сравним поведение (в зависимости от атомной массы ядра) силовой функции  $\alpha$ -распада нейтронных резонансов с аналогичной зависимостью нейтронной силовой функции (рис. 11) [78],

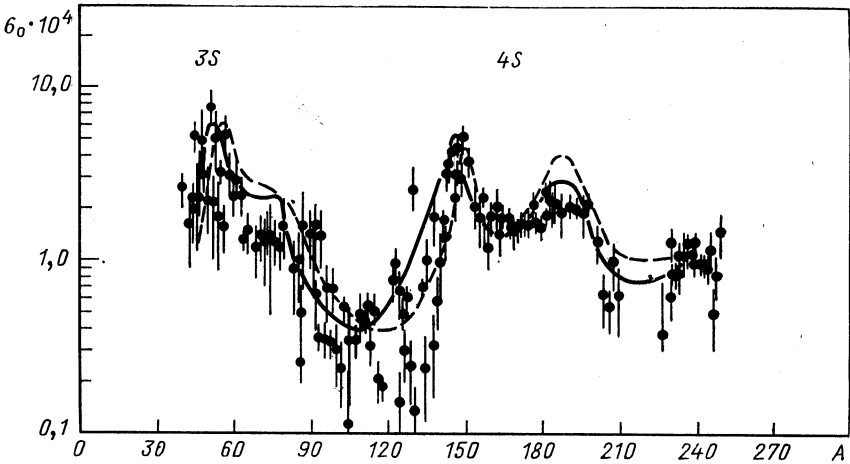


Рис. 11. Зависимость нейтронной силовой функции от атомного веса

то можно заметить существенную разницу, обусловленную тем, что для нейтронов данных энергий ядро является полупрозрачным и в дополнение к статистическому подходу здесь надо использовать оптическую модель ядра (см. теоретические кривые на рис. 11). Другими словами, рис. 10 и 11 показывают, что одночастичные нейтронные компоненты волновой функции еще не полностью фрагментированы по компаунд-состояниям вблизи энергии связи нуклона, в то время как двухквaziчастичные, четырехквaziчастичные и типа две квазичастицы плюс фонon волновые функции (определяющие  $\alpha$ -распад в основное состояние ядра [79] при тех же энергиях возбуждения) фрагментированы значительно сильнее.

Пользуясь терминологией классического  $\alpha$ -распада основных состояний, можно классифицировать  $\alpha$ -распад компаунд-ядра как необлегченный с фактором подавления  $\sim 10^6$  в области  $A \sim 150$ .

**Влияние природы конечных состояний в  $\alpha$ -распаде компаунд-ядра.** Согласно статистической теории, природа конечного состояния не должна влиять на среднюю вероятность  $\alpha$ -распада компаунд-состояний. В то же время в рамках развиваемого В. Г. Соловьевым и его группой квазичастично-фононного подхода к описанию нейтронных резонансов высказывается предположение [79] об усилении приведенных вероятностей  $\alpha$ -переходов на одно- и двухфононные состояния  $2^+$  и  $4^+$  по сравнению с  $\alpha$ -переходом в основное состояние конечного четно-четного ядра. То, что отклонение от статистической закономерности (если оно есть) небольшое, можно заключить из рис. 10. Здесь средние  $\alpha$ -ширины, отнесенные к теоретическим значениям для резонансов с разными спинами (кружки и точки), различаются мало, хотя в одном случае содержат  $\alpha$ -переходы в основное состояние, а в другом — нет.

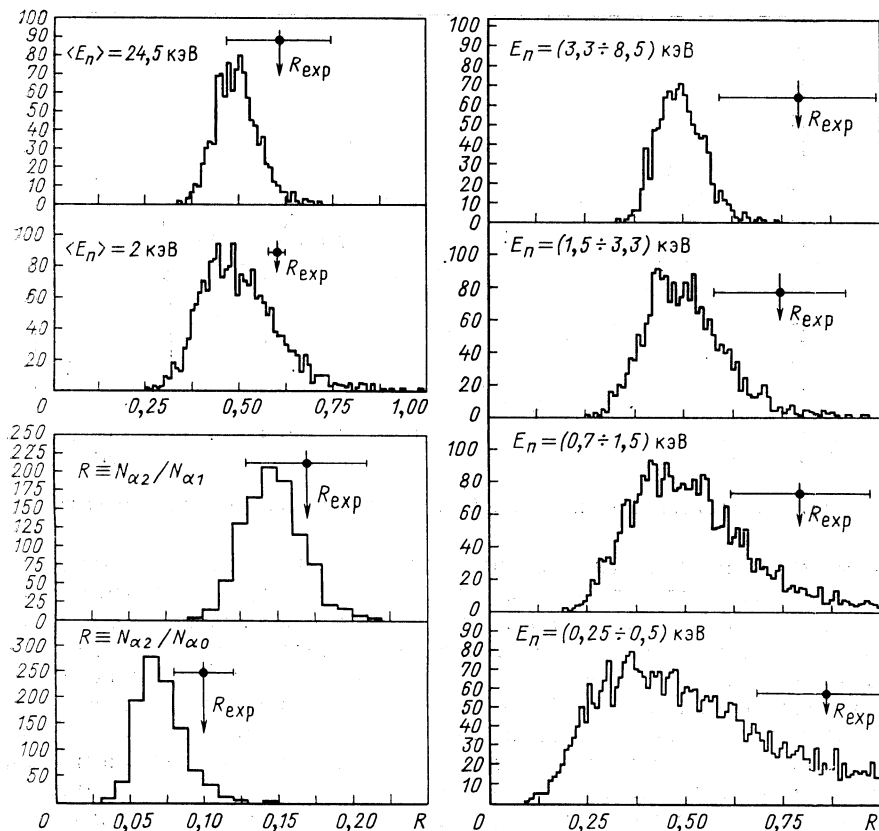


Рис. 12. Экспериментальная величина усредненных по резонансам отношений интенсивностей  $\alpha_1$ - и  $\alpha_0$ -переходов  $R = N_1/N_0$  в реакции  $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)$  и распределение этой же величины, полученное методом Монте-Карло в предположении равенства  $\alpha$ -ширин, а также отношений  $N_{\alpha_2}/N_{\alpha_1}$  и  $N_{\alpha_2}/N_{\alpha_0}$

Более подробное исследование этого эффекта для шести интервалов по энергии нейтронов в реакции  $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$  было проведено в [80]. При этом в каждый интервал усреднения входило от нескольких десятков до нескольких сот резонансов. На рис. 12 в виде примера демонстрируется распределение скоростей отсчетов для  $\alpha$ -переходов в первое возбужденное состояние  $^{144}\text{Nd } 2^+$  с скорости отсчетов для  $\alpha$ -переходов в основное состояние ( $R = N_{\alpha_1}/N_{\alpha_0}$ ), рассчитанное по методу Монте-Карло в рамках статистической теории (гистограмма), и соответствующие экспериментальные значения  $R_{\text{exp}}$  для шести исследованных энергетических интервалов.

Для шести интервалов (независимые результаты) значения  $R_{\text{exp}}$  сдвинуты в область больших значений относительно максимумов теоретических распределений. В связи с этим авторы работы [80] при-

шли к заключению, что для случая  $\alpha$ -распада компаунд-состояний ядра  $^{148}\text{Sm}$  на уровне достоверности порядка 99 % существует слабое усиление ( $\sim$  в 1,3 раза) средних приведенных вероятностей  $\alpha$ -переходов в одно- и двухфононные состояния по сравнению с вероятностями  $\alpha$ -переходов в основное состояние.

Обусловлен ли этот слабый эффект механизмом, предсказанным В. Г. Соловьевым [79], или он отражает неточность аппроксимации формы реального ядерного барьера для  $\alpha$ -частиц, определенно сказать нельзя. В то же время можно отметить, что используемый нами потенциал хорошо воспроизводит отношение периодов полураспада из нейтронных резонансов ( $E_\alpha = 9,8$  МэВ) и из основного состояния ядра  $^{148}\text{Sm}$  ( $E_\alpha = 2,0$  МэВ), отличающихся на 33 порядка.

**Распределение  $\alpha$ -ширин.** Как отмечалось выше, по статистической теории парциальные  $\alpha$ -ширины должны флуктуировать от резонанса к резонансу согласно распределению Портера — Томаса. Если же  $\alpha$ -ширины являются суммой независимых парциальных ширин по допускаемым законами сохранения значениям орбитальных моментов  $l_\alpha$  и (или) по конечным состояниям распада  $f$ , то следует пользоваться  $\chi^2$ -распределением с числом степеней свободы  $\nu_{\text{эф}}$  согласно выражению (4).

К сожалению, современные экспериментальные данные не обладают большой статистической полнотой, особенно в случае парциальных  $\alpha$ -ширин.

На рис. 13 для иллюстрации с помощью гистограмм представлены интегральные распределения экспериментальных  $\alpha$ -ширин в реакции  $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$ . Внизу — для парциальных  $\alpha$ -переходов в основное состояние  $^{144}\text{Nd}$  (переходы с  $J^\pi = 3^-$  на  $I^\pi = 0^+$ ), когда возможно  $l_\alpha = 3$  и  $\nu = 1$ ; вверху — для  $\alpha$ -переходов в первое возбужденное состояние (переходы с  $J^\pi = 3^-$  на  $I^\pi = 2^+$ ), когда возможны  $l_\alpha$ , равные 1, 3 и 5 и  $\nu_{\text{эф}} = 1,8$  согласно выражению (4). Сравнение гистограмм с плавными теоретическими кривыми для различных  $\nu_{\text{эф}}$  говорит о том, что статистическая теория неплохо воспроизводит имеющиеся экспериментальные данные по распределению  $\alpha$ -ширин.

Несколько богаче экспериментальный материал для анализа флуктуаций полных  $\alpha$ -ширин. Представленные на рис. 14, взятом из работы [55], экспериментальные гистограммы распределения полных  $\alpha$ -ширин слева для той же реакции, отдельно для резонансов со спином  $3^-$  и  $4^-$ , хорошо согласуются с теорией, особенно если отбросить anomalously сильный резонанс при  $E_0 = 184$  эВ\* (пунктирная кривая). В случае реакции  $^{149}\text{Sm}(n, \alpha)^{146}\text{Nd}$  (данные справа) статистическая теория так же хорошо воспроизводит распределение полных  $\alpha$ -ширин для резонансов со спином  $J^\pi = 3^-$ , но заметное

\* Проблема о возможной нестатистической природе «аномальных» по  $\alpha$ -ширинам резонансов исследовалась в работе [44], где было показано, что по этому параметру резонансы не являются аномальными.

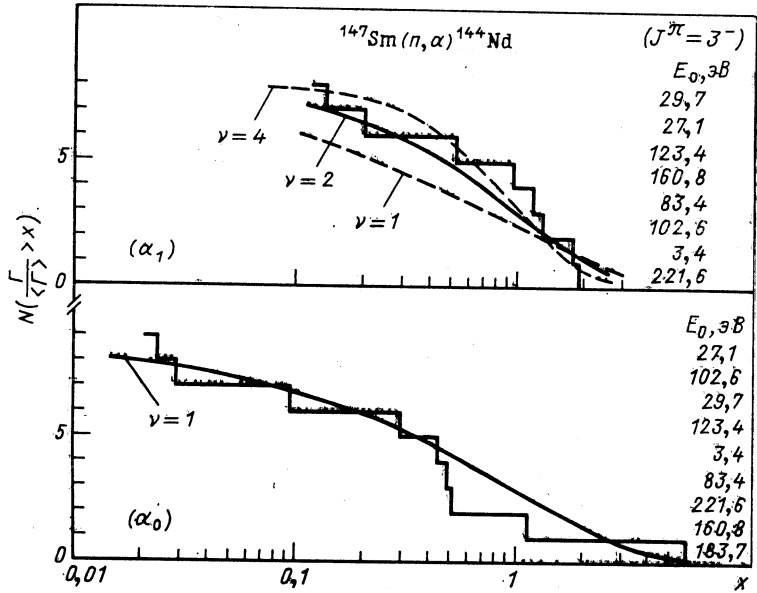


Рис. 13. Интегральные распределения частичных  $\alpha$ -ширин в реакции  $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$

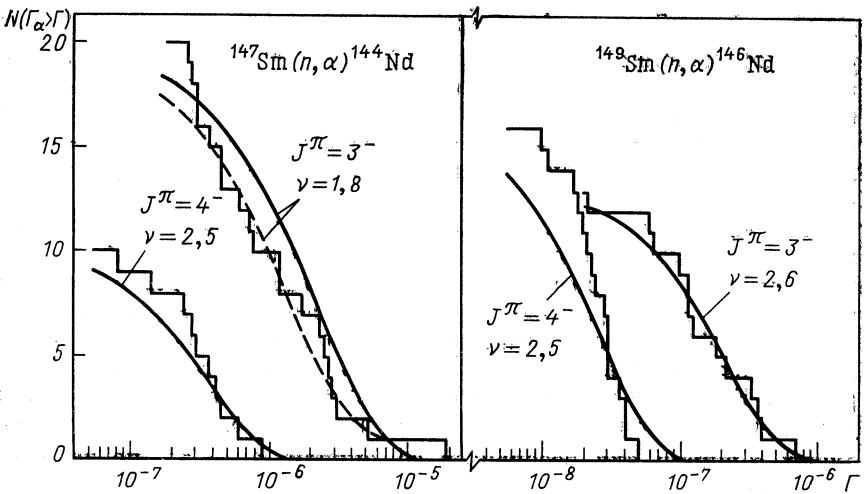


Рис. 14. Распределение экспериментальных полных  $\alpha$ -ширин в реакциях  $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$  и  $^{149}\text{Sm}(n, \alpha)^{146}\text{Nd}$

расхождение наблюдается для  $\alpha$ -ширин резонансов со спином  $J^\pi = 4^-$ . С учетом возможных ошибок экспериментальные значения  $\nu_{\text{эф}} = 7 \div 14$ , в то время как теория предсказывает  $\nu_{\text{эф}} = 2,5$ , а вероятность случайно иметь  $\nu_{\text{эф}} > 7$  составляет менее 2 %.

Сейчас трудно указать определенную физическую причину сужения распределения  $\alpha$ -ширин. В принципе к этому может приводить вклад реакции ( $n, \gamma\alpha$ ) (см. ниже), поскольку в работе [55] при измерении полных  $\alpha$ -ширин не проводится анализ  $\alpha$ -частиц по энергиям и в этом случае  $\Gamma_\alpha = \sum_i \Gamma_{\alpha i} + \Gamma_{\gamma\alpha}$ . Дело в том, что значение  $\Gamma_{\gamma\alpha}$

за счет усреднения по снятым промежуточным состояниям должно быть близко к константе для резонансов с данным значением спина резонанса. Однако из работы Эмсаллема и Асгара [81] можно получить, что  $\Gamma_{\gamma\alpha} = (2,2 \pm 0,5) \cdot 10^{-9}$  эВ для резонанса с  $E_0 = 0,1$  эВ  $^{149}\text{Sm}$  со спином  $4^-$ , т. е.  $\Gamma_{\gamma\alpha} \approx 0,1 \langle \Gamma_\alpha \rangle$  и это может привести к увеличению  $\nu_{\text{эф}}$  лишь на 15 %.

**«Нестатистические» эффекты в распаде компаунд-ядер.** На первом этапе изучению  $\alpha$ -распада нейтранных резонансов авторы иногда обращали внимание на «нестатистическое» поведение некоторых характеристик  $\alpha$ -распада [81]. Впоследствии с развитием техники эксперимента были поставлены специальные опыты по проверке этих данных на более полном статистическом материале, в частности, с использованием энергетической зависимости усредненного сечения реакции ( $n, \alpha$ ). Наиболее исследованной в этом отношении является реакция  $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$ , где наряду с измерениями сечения по времени пролета нейтронов с энергией до 3 кэВ [44] использовались пучки квазимоноэнергетических нейтронов с энергиями 2 и 24 кэВ [10, 11, 26], а также пучок со средней энергией 30 кэВ из реакции  $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$  вблизи порога реакции [62].

На рис. 15 внизу представлена зависимость от энергии нейтронов величины  $\langle \Gamma_\alpha/D \rangle_J$  для  $^{147}\text{Sm}$ , усредненная по интервалам 100 эВ (по 10—15 резонансов) — черные точки [44] или по заштрихованным внизу интервалам — крестики [68]. Наблюдается довольно явная структура в энергетической зависимости  $\langle \Gamma_\alpha/D \rangle_J$ . Чтобы проверить, не являются ли колебания в значениях  $\langle \Gamma_\alpha/D \rangle_J$  отражением флуктуаций нейтронной силовой функции [см. выражение (9)], авторы работы [44] провели аналогичный анализ для  $\langle g\Gamma_n^0/D \rangle_J$  (см. рис. 15 сверху) путем усреднения по тем же интервалам в 100 эВ. Сравнение верхнего и нижнего рисунков говорит о том, что флуктуации силовых функций  $^{147}\text{Sm}$  специфичны для  $\alpha$ -частичного канала распада нейтронных резонансов. В настоящее время нельзя исключить, что наблюдавшаяся структура в энергетической зависимости  $\langle \Gamma_\alpha/D \rangle_J$  может быть обусловлена проявлением какого-то нестатистического процесса в канале  $\alpha$ -распада. Отметим здесь, что, по оценкам, приведенным В. Г. Соловьевым, среднее расстояние между 4-квазиэстичными состояниями с  $J^\pi = 4^-$  в ядре  $^{147}\text{Sm}$  составляет 2—3 кэВ. Конечно, мы не знаем законов фрагментации таких состояний по

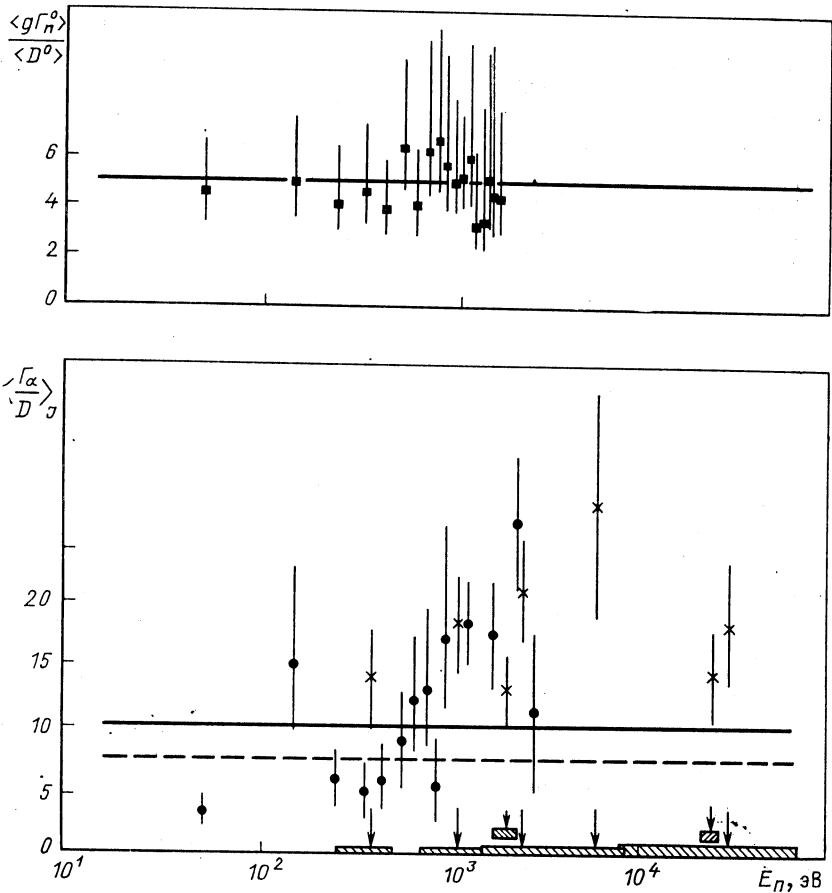


Рис. 15. Экспериментальные значения  $\langle g\Gamma_n^0/D^0 \rangle$  и  $\langle \Gamma_\alpha/D \rangle_J$  для  $^{147}\text{Sm}$  в зависимости от энергии нейтронов

компаунд-состояниям, но наличие не полностью фрагментированных малоквазичастичных состояний, видимо, может привести к усилению распада через определенный канал целой группы соседних резонансов.

На первых порах исследования реакции  $(n, \alpha)$  обращалось внимание на «аномальность» резонанса  $E_r = 183,7$  эВ  $^{147}\text{Sm}$ , нейтронная и  $\alpha$ -ширина которого превышают соответствующие средние значения в 5 и 15 раз соответственно. Однако измерения для случая на порядок более широкого интервала энергий [44] показали, что появление такого типа резонансов согласуется с предсказываемым статистической теорией  $\chi^2$ -распределением  $\alpha$ -ширин.

**Сравнение с нейтронным каналом распада.** Изучение реакции  $(n, \alpha)$  позволяет провести непосредственно сравнение вероятностей



«испарения»  $\alpha$ -кластеров с поверхности компаунд-ядра. Такое сравнение представляет интерес и потому, что дает возможность прямой проверки известного предположения Бете [82] относительно допустимости использования приведенной нейтронной ширины в качестве оценки для приведенной  $\alpha$ -ширины. Первое такое сравнение было выполнено на небольшом числе ядер и резонансов и показало, что приведенные  $\alpha$ -ширины оказываются в среднем меньше приведенных нейтронных [54]. Подробнее этот вопрос обсуждался в лекции на III школе по нейтронной физике в Алуште [83], где было обращено внимание на необходимость учета такой причины завышения  $\omega = \langle \gamma_n \rangle / \langle \gamma_\alpha \rangle$  для отдельных областей атомных масс ядер, как наличие гигантских (оптических) резонансов в нейтронной силовой функции (см. рис. 11), в то время как  $\alpha$ -частичную силовую функцию, как видно из рис. 10, можно считать константой. Замена реальной нейтронной силовой функции силовой функцией для черного ядра  $S_n = 1,0 \cdot 10^{-4}$  вдвое снижает разброс значений  $\omega$  для отдельных ядер, а среднее по всем исследованным ядрам значение  $\chi^2$  уменьшается в 4 раза. Теперь  $\omega = 2,5 \pm 1,0$ , что хорошо совпадает с отношением вигнеровских пределов для указанных ширин.

Справедливость модели черного ядра для описания силовых функций  $\alpha$ -частиц при распаде компаунд-ядер (см. рис. 10) повышает уверенность при экстраполяции силовых функций, полученных из анализа реакции  $(n, \alpha)$  в область соседних ядер, а также использовании их при описании ряда более сложных процессов, связанных с возбуждением или распадом компаунд-состояний и идущих с участием  $\alpha$ -частиц.

В области нейтронодефицитных ядер довольно широко распространено явление задержанного  $\alpha$ -распада [84], когда в результате  $\beta^+$ -распада (или  $e^-$ -захвата) вследствие больших значений с заметной вероятностью заселяются высоковозбужденные состояния промежуточных ядер. В ядрах с большим дефицитом нейтронов эти состояния, в свою очередь, могут распадаться с испусканием задержанных  $\alpha$ -частиц (протонов). Анализ такого двухступенчатого процесса становится более однозначным, если использовать известные  $\alpha$ -частичные силовые функции. Для иллюстрации на рис. 16, взятом из работы [83], демонстрируется вполне удовлетворительное описание спектра задержанных  $\alpha$ -частиц после  $\beta$ -распада ядра  $^{118}\text{Cs}$ , гистограммы — эксперимент, сплошная кривая — теоретическая с использованием полученной в реакции  $(n, \alpha)$   $\alpha$ -частичной силовой функции.

За годы развития исследований  $\alpha$ -распада компаунд-ядер к анализу экспериментальных результатов в рамках общего статистического подхода привлекались различные модели ядра и ядерных реакций: оптическая [6], кластерная [77], квазичастично-фононная [79], полумикроскопическая экситонная [85]. В одних случаях удалось количественно описать отдельные стороны  $\alpha$ -распада, в других даны качественные объяснения наблюдаемых явлений отклонений от пред-

сказаний статистической теории, в третьих оказалось возможным уточнить отдельные параметры самой модели.

Как отмечалось выше, общие закономерности  $\alpha$ -распада компаунд-ядер неплохо воспроизводятся статистической теорией в предположении черного ядра (средние  $\alpha$ -ширины, их распределение от резонанса к резонансу). Однако не следует забывать, что точность в определении средних ширин в эксперименте невелика из-за усреднения по малому числу резонансов, а когда ее удастся повысить, то возникают «указания» на вероятные отклонения от статистических закономерностей, как это было со средним ветвлением  $\alpha$ -распада

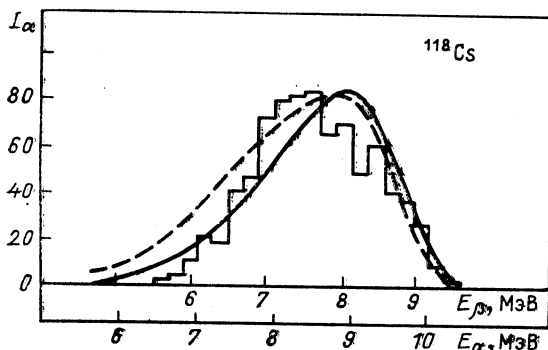


Рис. 16. Экспериментальный спектр задержанных  $\alpha$ -частиц после  $\beta$ -распада  $^{118}\text{Cs}$  — гистограмма:

сплошная и пунктирная кривые — расчет с использованием силовой функции, полученной из данных по реакции  $(n, \alpha)$  при различных вариантах интерполяционной формулы для средних  $\alpha$ -ширин

$^{148}\text{Sm}$  в основное и первое возбужденное состояние  $^{144}\text{Nd}$  или с наличием зависимости средней  $\alpha$ -ширины от энергии нейтронных резонансов  $^{147}\text{Sm}$ . Не исключено, что после следующего «витка» изучения реакции  $(n, \alpha)$ , когда удастся поднять статистическую точность в 5—10 раз, обнаружатся гигантские оптические резонансы в силовых функциях для  $\alpha$ -частиц, правда, с отношением максимума к минимуму не в 2 порядка, как у нейтронных силовых функций, а всего в 1,5—2 раза или меньше.

Наиболее подробно результаты изучения реакции  $(n, \alpha)$  анализировались с позиций кластерной модели Кадменского — Фурмана [77]. Была осуществлена оптимальная подгонка ее параметров к описанию средних  $\alpha$ -ширин (см. рис. 10), удалось показать, что «подавление»  $\alpha$ -распада компаунд-ядер по сравнению с  $\alpha$ -распадом основных состояний в  $D_J/D_{\text{одн}}$  раз (здесь  $D_J$  — среднее расстояние между резонансами со спином  $J$ , а  $D_{\text{одн}}$  — расстояние между кластерными оболочками в данном ядре) является количественной оценкой эффекта, а не качественной, как предполагал Вайскофф [2].

Квазичастично-фоновая модель ядра, развиваемая В. Г. Соловьевым и его группой, пока не дала количественных оценок  $\alpha$ -распада высоковозбужденных состояний ядер, однако даже качественные закономерности, предсказываемые этой моделью [79], оказались очень полезными. Получено экспериментальное подтверждение [80] предсказывавшегося ранее усиления ветви  $\alpha$ -распада, идущей на

однофононное состояние дочернего ядра. Можно попытаться связать обнаруженное изменение среднего значения  $\alpha$ -ширины в реакции  $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$  на энергетическом интервале возбуждения порядка нескольких килоэлектрон-вольт с фрагментацией 4-квазичастичных состояний, поскольку рассчитанные расстояния между 4-квазичастичными «оболочками» оказываются такого порядка. Конечно, для окончательного заключения по этому вопросу нужны более широкие экспериментальные исследования. Ждут своего выяснения и предсказываемые квазичастично-фононной моделью корреляции парциальных  $\alpha$ -ширин с вероятностями распада по другим каналам — радиационному и нейтронному.

Попытки описать  $\alpha$ -распад компаунд-ядер в рамках простейшей экситонной модели делают Пшитула и Ласонь [85]. Расчеты средних

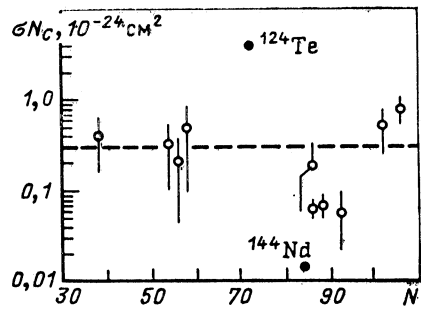


Рис. 17. Произведение сечения соударения возбужденного нуклона в ядре с кластером на число  $\alpha$ -кластеров на ядерной поверхности в зависимости от числа нейтронов в ядре

$\alpha$ -ширин дают пока лишь качественное согласие с экспериментом, для отдельных ядер отношение теории к эксперименту достигает нескольких десятков. В то же время сравнение средних приведенных  $\alpha$ -ширин исследованных ядер с расчетными позволило получить оценку такого параметра, как  $\sigma N_h$ , где  $\sigma$  — сечение соударения возбужденного нуклона в ядре с кластером, а  $N_h$  — число  $\alpha$ -частичных кластеров на поверхности ядра. Это произведение оказалось порядка  $0,3 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$  и слабо меняющимся для широкого интервала атомных ядер (рис. 17) [85]. Модель предсказывает также наличие корреляций  $\alpha$ - и  $\gamma$ -переходов в основные состояния дочерних ядер, однако компаунд-ядра, для которых в настоящее время исследованы спектры  $\alpha$ -распада: четно-четные изотопы самария, неодима и цинка, имеют сами спин распадающегося состояния  $J^\pi = 3^-$ , т. е.  $\gamma$ -переходы, заселяющие непосредственно основное состояние, должны иметь мультипольность  $E3$ . Наблюдение таких  $\gamma$ -переходов весьма проблематично.

Для описания сечений упругого рассеяния и ядерных реакций с  $\alpha$ -частицами было предложено большое количество различных феноменологических потенциалов, параметры которых подбирались для наилучшего описания экспериментальных данных при энергиях  $\alpha$ -частиц порядка кулоновского барьера или выше для широкого

круга атомных ядер. Появление результатов измерения вероятности  $\alpha$ -распада компаунд-ядер открывает возможность проверить, насколько хороши предложенные потенциалы в случае глубоководбарьерных  $\alpha$ -частиц. Такое тестирование оптических потенциалов  $\alpha$ -частиц в подбарьерной области, проведенное в [83, 86], дало возможность отбраковать некоторые из потенциалов. В то же время остальные из рассмотренных потенциалов, как показывает анализ

Таблица 5. Параметры потенциалов, описывающих  $\alpha$ -распад компаунд-ядер

Обозначение потенциала	$V_0$ , МэВ	$r_0$ , фм	$n$ , фм	$W_V$ , МэВ	$r_V$ , фм	$a_V$ , фм	Литература
1 S	177,3	1,342	0,569	15,6	1,342	0,569	[87]
2 S	124,7	1,380	0,566	10,0	1,380	0,566	[87]
3 S	58,8	1,454	0,560	5,83	1,454	0,560	[87]
1B1	110,9	1,464	0,500	132,2 *	0,779 *	0,206 *	[88]
2B1	86,89	1,449	0,55	7,92 *	1,358 *	0,484 *	[88]
3B1	35,0	1,518	0,571	17,78 *	1,304 *	0,545 *	[88]
4B1	92,5	1,384	0,625	30,5 *	1,216 *	0,572 *	[88]
5B1	94,62	1,364	0,65	20,1 *	1,285 *	0,561 *	[88]

\* Значения  $V_S$ ,  $r_S$ ,  $a_S$  (параметры поверхностного потенциала в отличие от объемного —  $W_V$ ,  $r_V$ ,  $a_V$ ).

в описании экспериментальных данных, дают незначительные различия [86]. Это позволяет рекомендовать набор потенциалов, представленных в табл. 5 для расчетов взаимодействий ядер с  $\alpha$ -частицами малых энергий, что важно и для астрофизических приложений.

#### 4. НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ, СВЯЗАННЫЕ С $\alpha$ -РАСПАДОМ КОМПАУНД-ЯДЕР

**Реакция ( $n$ ,  $\gamma\alpha$ ). Разделение вкладов  $M1$ - и  $E1$ -переходов.** Интересным приложением результатов исследований  $\alpha$ -распада компаунд состояний ядер являются исследования двухступенчатой реакции ( $n$ ,  $\gamma\alpha$ ). Исследования реакции ( $n$ ,  $\gamma\alpha$ ) уже описывались в оригинальных работах [89—91] и обзоре [92]. В настоящей работе мы подробно остановимся только на результатах, полученных после 1982 г.

В реакции ( $n$ ,  $\gamma\alpha$ ) экспериментально наблюдается спектр вторичных  $\alpha$ -частиц, испускаемых вслед за  $\gamma$ -квантом, энергия которых равна разности энергий прямого  $\alpha$ -перехода и первичного  $\gamma$ -кванта. Используя расчетную зависимость средней  $\alpha$ -ширины от энергии, из такого спектра можно восстановить относительную зависимость радиационной силовой функции первичных  $\gamma$ -квантов от энергии [90].

В то же время точность абсолютного определения силовой функции характеризовалась коэффициентом порядка 2, что было связано с точностью расчета проницаемости барьера для  $\alpha$ -частицы. Нормировка проницаемости по средней экспериментальной  $\alpha$ -ширине при значениях энергии прямых  $\alpha$ -переходов также имела большую погрешность из-за плохого усреднения по резонансам.

Исследования усредненных по резонансам сечений реакции  $(n, \alpha)$  позволили существенно увеличить эффективное число резонансов и уменьшить таким образом погрешность нормировки при расчете

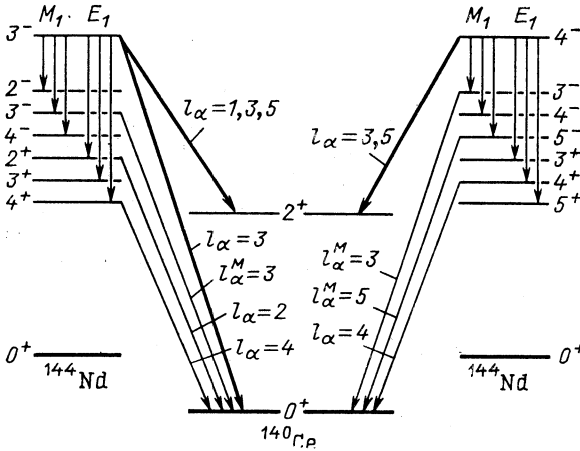


Рис. 18. Схема  $\alpha$ -распада компаунд-состояний  $^{143}\text{Nd}$

проницаемости барьера. Большое значение для увеличения надежности этих данных имело и то, что измерения усредненных сечений велись разными методиками [26, 62, 68].

Все это позволило провести прямое восстановление абсолютного значения радиационной силовой функции первичных мягких  $\gamma$ -переходов из экспериментального спектра вторичных  $\alpha$ -частиц реакции  $(n, \gamma\alpha)$  [93] и впервые провести сопоставление экспериментальных данных о радиационной силовой функции для  $\gamma$ -переходов мультипольности  $E1$  во всем исследованном диапазоне энергий от 0,2 до 20 МэВ.

Важным для понимания механизма  $\gamma$ -распада и структуры высоковозбужденных состояний ядра является определение мультипольности первичных  $\gamma$ -переходов. Такую возможность в ряде случаев предоставляют измерения ширины реакции  $(n, \gamma\alpha)$  в резонансах с разным спином [90]. На рис. 18 представлена схема  $\alpha$ -распада высоковозбужденных состояний  $^{144}\text{Nd}$ . Можно видеть, что в случае распада уровня со спином 3 из уровней, заселяемых  $E1$ -переходами в основное состояние дочернего ядра, разрешен  $\alpha$ -распад с угловыми

моментами  $l = 2$  и  $l = 4$ , а из уровней, заселяемых  $M1$ -переходом, правилами отбора разрешен  $\alpha$ -распад только с угловым моментом  $l = 3$ . Поскольку проницаемость барьера для  $\alpha$ -частиц с угловым моментом  $l = 2$  примерно в 4 раза больше, чем для частиц с  $l = 3$ , в ширину  $\Gamma_{\gamma\alpha}$  уровня со спином  $3^-$  основной вклад будут давать  $E1$ -переходы. В случае распада уровня со спином  $4^-$  соотношение оказывается обратным, и основной вклад в ширину  $\Gamma_{\gamma\alpha}$  дают  $M1$ -переходы. В общем виде ширина  $\Gamma_{\gamma\alpha}$ , отнесенная к интервалу энергии  $\Delta E_\alpha$  и средней энергии  $E_\alpha$ , выражается в виде

$$\frac{\langle \Gamma_{\gamma\alpha}^{J^\pi} \rangle (E_\alpha)}{\Delta E_\alpha} = \frac{D^{J^\pi}}{2\pi\Gamma_\gamma(B_n)} \sum_{f,l,J,\lambda} \frac{S_\gamma^{cc'}(E1) E_\gamma^m T_{f,l}(E_\alpha)}{(1-E_\gamma)/(B_n-\delta)^n}. \quad (15)$$

Здесь  $\delta$  — энергия спаривания, а  $\Gamma_\gamma(B_n)$  — средняя радиационная ширина при энергии связи нейтрона  $B_n$ . Выражение в знаменателе аппроксимирует ее зависимость от энергии возбуждения ниже энергии связи нейтрона. Полная ширина  $\Gamma_{\gamma\alpha}$  может быть получена суммированием по всем участкам спектра. Таким образом, выражая значения ширин  $\Gamma_{\gamma\alpha}$  резонансов со спинами  $3^-$  и  $4^-$  через радиационные силовые функции первичных  $\gamma$ -переходов, можно составить систему уравнений

$$\left. \begin{aligned} \frac{\Gamma_{\gamma\alpha}^{3^-}}{D^{3^-}} &= A_{11} S_\gamma^{cc'}(M1) + A_{12} S_\gamma^{cc'}(E1); \\ \frac{\Gamma_{\gamma\alpha}^{4^-}}{D^{4^-}} &= A_{21} S_\gamma^{cc'}(M1) + A_{22} S_\gamma^{cc'}(E1). \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Решая систему уравнений (16), выражаем силовые функции через ширины

$$\left. \begin{aligned} S_\gamma^{cc'}(E1) &= \frac{1}{\Delta} \left( \frac{\Gamma_{\alpha\gamma}^{4^-}}{D^{4^-}} A_{11} - \frac{\Gamma_{\gamma\alpha}^{3^-}}{D^{3^-}} A_{12} \right); \\ S_\gamma^{cc'}(M1) &= \frac{1}{\Delta} \left( \frac{\Gamma_{\gamma\alpha}^{3^-}}{D^{3^-}} A_{22} - \frac{\Gamma_{\alpha\gamma}^{4^-}}{D^{4^-}} A_{21} \right). \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Здесь  $\Delta$  — определитель системы. При этом можно определить абсолютные погрешности силовых функций [93].

Приведенные системы уравнений (16) и (17) позволяют найти радиационные силовые функции как для участка спектра реакции  $(n, \gamma\alpha)$ , так и, в случае недостаточной статистической точности, среднее для всего спектра значение. Погрешности, обусловленные неточным знанием формы спектра, в этом случае можно оценить, решая систему (16) с использованием коэффициентов  $A_{in}$ , рассчитанных при разных значениях  $m$  и  $n$  в формуле (13). Погрешность, связанная с усреднением по конечному числу уровней для всего спектра реакции  $(n, \gamma\alpha)$ , не превышает 2 %.

На рис. 19 и 20 приведены спектры реакции  $^{143}\text{Nd}(n, \gamma\alpha)$ , измеренные в резонансных состояниях со спинами  $3^-$  [91] и  $4^-$  [36], а на

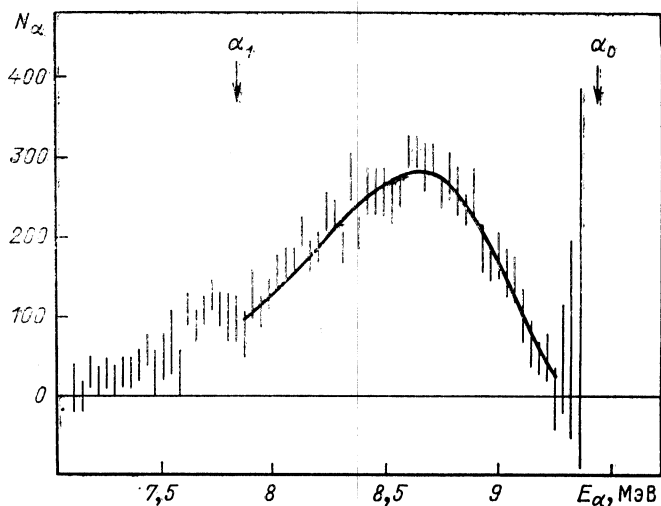


Рис. 19. Экспериментальный спектр реакции  $^{143}\text{Nd}(n, \gamma\alpha)$  в тепловой точке ( $J^\pi = 3^-$ )

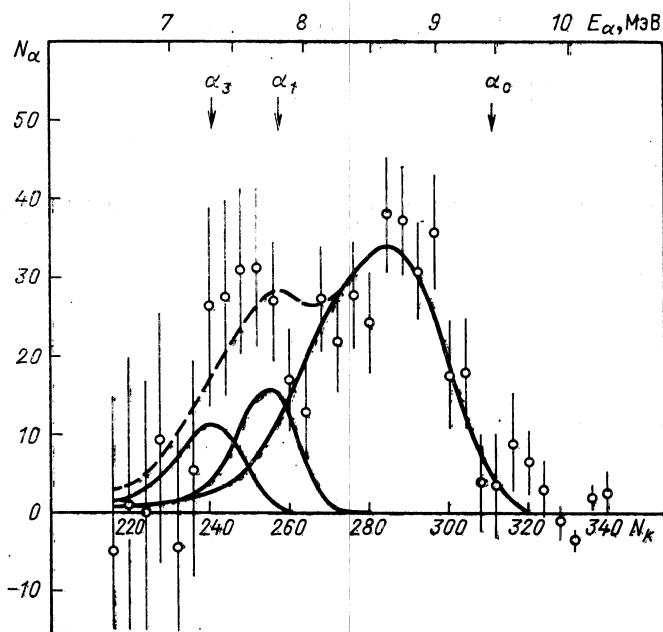


Рис. 20. Экспериментальный спектр реакции  $^{143}\text{Nd}(n, \gamma\alpha)$  в резонансе  $E_r = 55$  эВ ( $J^\pi = 4^-$ )

рис. 21 — восстановленная на их основе зависимость радиационной силовой функции  $E1$ -переходов в интервале энергий  $E_\gamma$  от 0,2 до 1,6 МэВ. На том же рисунке приведены также все известные данные о радиационной силовой функции, полученные из реакции  $(n, \gamma)$  [94, 95] и  $(\gamma, n)$  [96]. Кривая 1 — аппроксимация формы «классического», гигантского дипольного резонанса кривой Лоренца [97]. Можно видеть, что хотя эта зависимость позволяет правильно

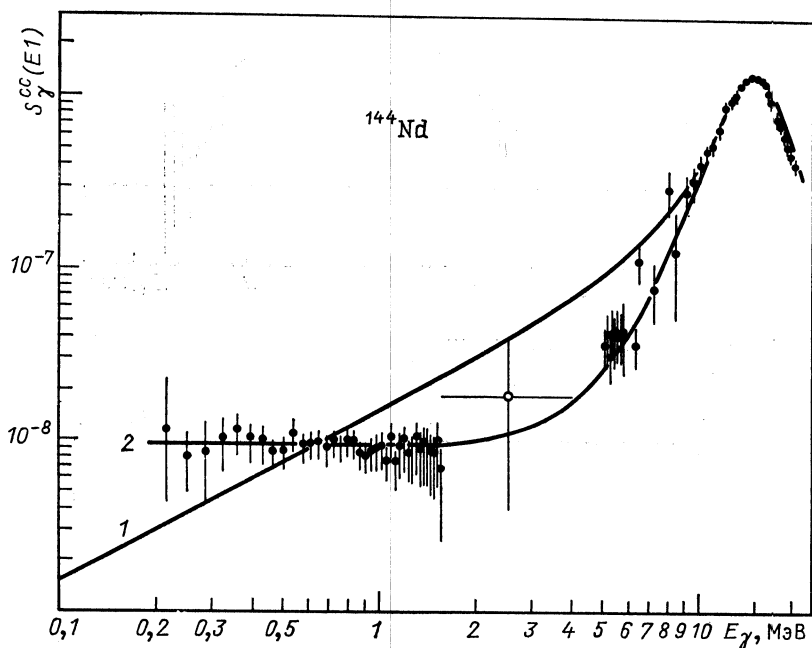


Рис. 21. Радиационная силовая функция  $E1$ -переходов  $^{144}\text{Nd}$ , полученная из данных по реакциям  $(\gamma, n)$ ,  $(n, \gamma)$  и  $(n, \gamma\alpha)$ :  
1 — аппроксимация лоренцевой зависимостью; 2 — описание формы гигантского дипольного резонанса с учетом температуры конечного состояния ядра

оценить радиационную силовую функцию в области  $\sim 1$  МэВ, которая дает основной вклад в полную радиационную ширину, но имеет явно расходящуюся с экспериментальными данными энергетическую зависимость. Теоретический анализ, проведенный в [98, 99], показал, что «выползаживание» силовой функции при малых энергиях связано с температурой конечного состояния. Выражение для ширины гигантского электрического дипольного резонанса (ГЭДР) содержит два члена, один из которых пропорционален квадрату температуры конечного состояния ядра, не зависит от энергии  $\gamma$ -переходов и при их малой энергии меняет энергетическую зависимость силовой функции. Использование формы ГЭДР с учетом температурной зависимости позволило не только хорошо описать данные по радиационной



силовой функции в широком диапазоне энергий  $\gamma$ -квантов [98, 99], но и точнее рассчитать полные радиационные ширины большой группы ядер [100].

Для других ядер к настоящему времени измерены спектры реакции ( $n, \gamma\alpha$ ) только для одного захватного состояния. Поэтому разделение вкладов переходов разной мультипольности пока проведено быть не может, и полученные результаты носят характер верхних оценок, полученных в предположении чистых  $E1$ - либо чистых  $M1$ -переходов.

Таким образом, знание характеристик  $\alpha$ -распада нейтронных резонансов позволило при помощи двухступенчатой реакции ( $n, \gamma\alpha$ ) получить первые экспериментальные данные о свойствах силовых функций радиационных переходов между двумя компаунд-состояниями  $S_\gamma(E1)$ . Было обнаружено существенное различие в энергетической зависимости  $S_\gamma(E1)$ , которое проинтерпретировано как изменение вида энергетической зависимости ГЭДР при малых энергиях, обусловленное влиянием температуры ядра в конечном состоянии. Следовательно, гипотеза Аксея — Бринка об идентичности ГЭДР, построенном на основном и возбужденном состоянии, не верна в области энергий  $\gamma$ -переходов порядка температуры возбужденного состояния.

**Накопление гелия в конструкционных материалах ядерных реакторов за счет реакции ( $n, \alpha$ ) на резонансных и промежуточных нейтронах.** В связи с наметившейся в последние годы тенденцией к повышению плотности энерговыделения ядерных реакторов и длительности кампании их активных зон, требования к нейтронно-поглощающим материалам становятся все более жесткими. Одним из главных требований, предъявляемым к поглощающим материалам, является их малая склонность к радиационным повреждениям, которая может проявляться в неблагоприятных для эксплуатации изменениях формы и размеров, структуры и физико-механических свойств при облучении.

Факты указывают, что образование и накопление гелия в сталях в результате ядерных реакций при облучении нейтронами можно считать одной из главных причин высокотемпературного охрупчивания [101, 102]. Образующийся в процессе облучения сплава гелий, накапливаясь в порах, при высокой температуре вызывает появление растягивающих напряжений в сплаве, приводящих к распуханию, изменению формы, а в случае низкой прочности и пластичности материала — к растрескиванию.

Прогресс в экспериментальном изучении реакции ( $n, \alpha$ ) на резонансных нейтронах и ее теоретическом описании позволяет провести оценку вклада нейтронов промежуточных энергий в накопление гелия для ядер, на которых непосредственные измерения сечения этой реакции не проводились. С этой целью в работах [103, 104] были проведены расчеты сечений реакции ( $n, \alpha$ ) на ряде реакторных материалов до энергии  $E_n \sim 1$  МэВ с использованием результатов измерений

в резонансной области и некоторых закономерностей для  $\alpha$ -ширин, полученных на основании этих измерений.

Усредненное по резонансам сечение рассчитывалось по формулам (7) и (8), приведенным выше; учитывался вклад  $s$ -,  $p$ -,  $d$ - и  $f$ -нейтронов [103]. Рассчитанные сечения  $\sigma_{n,\alpha}$  для основных составляющих нержавеющей стали приведены на рис. 22. Здесь же расчетные

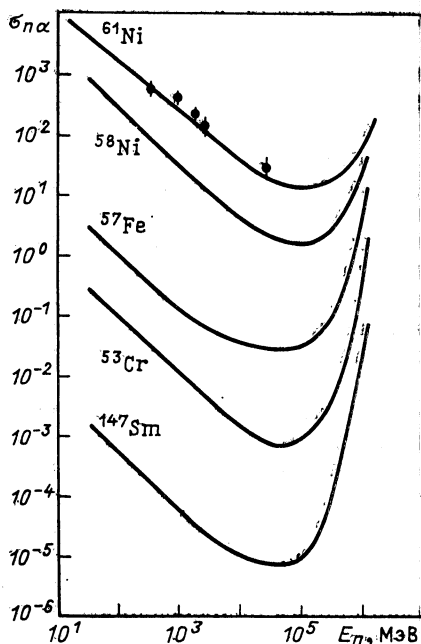


Рис. 22. Зависимость сечения реакции ( $n, \alpha$ ) от энергии нейтронов для некоторых составляющих нержавеющей стали

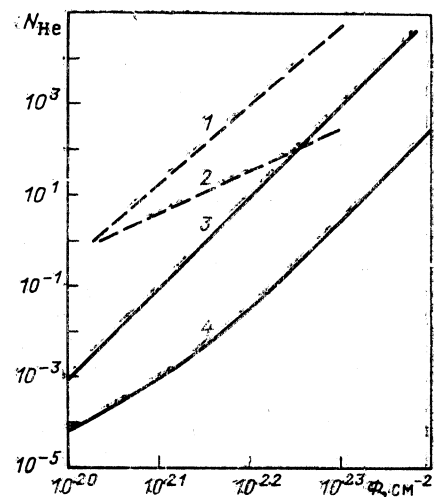


Рис. 23. Зависимость концентрации гелия в никеле и нержавеющей стали от интегрального потока нейтронов:

1—тепловые; 2—быстрые нейтроны [106]; 3, 4—промежуточные нейтроны для стали 0X16N15МЭВ [спектры 1/E и спектр реактора на быстрых нейтронах (отражатель), соответственно]

значения  $\sigma_{n,\alpha}$  для  $^{147}\text{Sm}$  сравнены с имеющимися экспериментальными данными. Можно отметить их хорошее согласие, тем более что дополнительная подгонка параметров в расчетах не проводилась. Результаты расчетов использованы в [104] для оценки накопления гелия в реакторных материалах за счет реакции ( $n, \alpha$ ) на промежуточных нейтронах. Оценки сделаны для ряда существенно различающихся энергетических спектров нейтронов. Специально рассмотрены спектры с максимумами, смещенными в сторону промежуточных энергий. Все спектры рассматривались в многогрупповом представлении, использованном в [105]. Число атомов гелия, накопившиеся в единице объема элемента в результате реакции на рассматри-

ваемом изотопе, подсчитывалось как сумма по группам

$$N_{\text{He}} = n \sum_i \langle \sigma_{n,\alpha} \rangle (E_i) \langle \Phi(E_i) \rangle, \quad (18)$$

где  $n$  — плотность ядер рассматриваемого изотопа;  $\Phi(E_i)$  — интегральный поток нейтронов в  $i$ -й группе.

На рис. 23 приведена зависимость концентрации гелия в никеле и нержавеющей стали от интегрального потока тепловых, быстрых [106] и промежуточных [104] нейтронов. Из него можно оценить по порядку концентрацию гелия, образовавшегося в материалах, содержащих никель. Проведенный в работе [104] анализ показал, что в зависимости от энергетического спектра падающих нейтронов и при больших интегральных потоках относительный вклад нейтронов промежуточных энергий в накопление гелия может быть заметным.

## 5. ПЕРСПЕКТИВЫ

Темпы экспериментальных исследований  $\alpha$ -распада компаунд-ядер последние годы стали спадать. Это вызвано, по-видимому, тем, что возможности современных методик изучения реакции  $(n, \alpha)$  на тепловых и резонансных нейтронах в значительной степени были исчерпаны. В то же время не исключено, что новые импульсные высокоинтенсивные источники нейтронов на базе мезонных фабрик, заработавшее недавно накопительное кольцо в Лос-Аламосе [33], проектируемый на Московской мезонной фабрике спектрометр по времени замедления [107] дадут возможность начать новый «виток» исследований  $\alpha$ -распада компаунд-ядер.

Проблемы, ожидающие своего решения, весьма привлекательны. Это и поиск не обнаруженных еще эффектов нарушения пространственной четности в реакции  $(n, \alpha)$ , и проявление четырехквази-частичных «оболочек» в сечении этой реакции, в распределении  $\alpha$ -ширин в резонансах, в зависимости  $\alpha$ -частичной силовой функции от атомной массы ядер. Ряд эффектов, обнаруженных на первой стадии изучения реакции  $(n, \alpha)$ , остается практически неизученным. Сюда можно отнести влияние природы конечных состояний на  $\alpha$ -распад компаунд-ядер, в том числе и эффекта спаривания, поскольку даже о знаке этого эффекта имеются разноречивые представления [108, 109]. Не исследована еще и межуровневая интерференция в реакции  $(n, \alpha)$ , которая в некоторых случаях, может на порядки менять сечение реакции.

Исследования на новом поколении светосильных нейтронных спектрометров позволят использовать в качестве мишеней нейтрондефицитные радиоактивные ядра, что даст возможность по крайней мере вдвое расширить круг исследованных ядер. Измерения на спектрометре по времени замедления в свинце [107] существенно расширят возможность поисков гигантских  $\alpha$ -кластерных резонансов. Изучение усредненных сечений реакции  $(n, \alpha)$  в области энергий

до 50 кэВ с одновременным амплитудным анализом  $\alpha$ -частиц заметно поднимет точность определения парциальных силовых функций  $\alpha$ -распада после захвата  $s$ - и  $p$ -нейтронов и даст сведения о зависимости вероятности распада от четности начальных состояний.

Использование интенсивных пучков нейтронов с энергиями до нескольких мегаэлектрон-вольт позволит не только получать хорошее усреднение характеристик реакции ( $n, \alpha$ ) по начальным состояниям, но и на несколько порядков повысить, по сравнению с резонансными нейтронами, проникаемость кулоновского барьера ядра для  $\alpha$ -частиц, что заметно расширит круг изучаемых ядер, а также даст возможность проследить изменение характеристик ядра по мере приближения к области гигантских мультипольных резонансов.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лейн А., Томас Р. Теория ядерных реакций при низких энергиях: Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1960.
2. Блатт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика: Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1954.
3. Popov Yu. P., Rumi R. F., Przytula M., Stempinski M. // Acta Phys. Polon. 1973. Vol. B4. P. 275—285.
4. Rasmussen J., Griffioen R. G. UCRL-9566, 1960. P. 147.
5. Дадакина А. Ф. // Бюллетень информационного центра по ядерным данным № 3. М.: Атомиздат, 1966. С. 226—265.
6. Попов Ю. П., Фурман В. И. // Нейтронная физика. Киев: Наукова думка, 1972. Ч. 1. С. 159—164.
7. Chadwick J. // Proc. Camb. Phys. Soc. 1935. Vol. 31. P. 612—620.
8. Kurtchatov B. V., Kurtchatov I. V., Latychev G. D. // Comp. Rend. Acad. Sci., Paris. 1935. Vol. 200. P. 1199—1201.
9. Farragi H., Bernas R. // Comp. Rend. 1952. Vol. 234. P. 1684—1687; 1952. Vol. 235. P. 425—427.
10. Андреев В. Н., Попов Ю. П. // Бюллетень информационного центра по ядерным данным. М.: Атомиздат, 1965. Вып. 2. С. 5.
11. Macfarlane R. D., Almodovar J. // Phys. Rev. 1962. Vol. 127. P. 1665—1669.
12. Cheifetz E., Gilat I., Yavin A. I. // Phys. Lett. 1962. Vol. 1. P. 289—290.
13. Андреев В. Н., Сироткин С. М. // Ядерная физика. 1965. Т. 1. С. 252—263.
14. Roormans F., Ceulemans H., Deruytter A. J. e. a. // Nucl. Phys. 1966. Vol. 82. P. 331—342.
15. Oakey N. S., Macfarlane R. D. // Phys. Lett. 1967. Vol. 24B. P. 142—143.
16. Emsallem A. These, Lyon-1, 1979.
17. Квитек И., Попов Ю. П. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1966. Т. 30. С. 1371—1374.
18. Попов Ю. П., Стемпицьки М. Сообщение ОИЯИ Р6-3605. Дубна, 1967; Письма в ЖЭТФ. 1968. Т. 7. Вып. 4. С. 126—127.
19. Попов Ю. П. // ЭЧАЯ, 1972. Т. 2. Вып. 4. С. 925—938.
20. Андреев В. Н., Сироткин С. М. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1963. Т. 27, № 10. С. 1253—1257.
21. Kvittek J., Hoffmann J., Kosina Z. // Czech. J. Phys. 1975. Vol. B25. P. 854—859.
22. Oakey N. S., Macfarlane R. D. // Nucl. Instrum. and Methods. 1967. Vol. 49. P. 220—223.
23. Emsallem A., Do Hu Phuoc, Chery R. // Nucl. Phys. 1974. Vol. A231. P. 437—444.

24. Delang W., Gottel P., Sayfarth H.//Nucl. Instrum. and Methods. 1972. Vol. 99. P. 13—18.
25. Втюрин В. А., Гребнев А. В., Жак А. и др. Сообщение ОИЯИ РЗ-86-158. Дубна, 1986.
26. Анджеевски Ю., Вертебный В. П., Во Ким Тхань и др.//Ядерная физика. 1988. Т. 48. Вып. 1. С. 20—26.
27. Вертебный В. П., Втюрин В. А., Гребнев А. В. и др. Сообщение ОИЯИ РЗ-88-67. Дубна, 1988.
28. Cervena J., Kvitck J., Vacik J.e.a.//Czech. J. Phys. 1982. Vol. B32. P. 117—120.
29. Франк И. М.//ЭЧАЯ. 1972. Т. 2. С. 805—863.
30. Герасимов В. Ф., Лепников В. Ф., Певзнер М. И. и др.//Нейтронная физика. Киев; Наукова думка, 1972. Т. 2. С. 201—209.
31. Bensussam A., Salome J. H.//Nucl. Instrum. and Methods. 1978. Vol. 155. P. 11—23.
32. Harvey J. A.//II Intern. School on Neutron Physics. JINR D3-7991, Dubna, 1974. P. 157—195.
33. Bowman S. D.//Capture Gamma-Ray Spectroscopy/Ed. by K. Abrahams and P. Van Assche. Bristol, IOP Publishing, 1988. P. 399—416.
34. Квитек И., Попов Ю. П., Родионов К. Г./ПТЭ. 1967. № 2. С. 90—93.
35. Антонов А., Богдзель А. А., Гледенов Ю. М. и др.//ПТЭ. 1981. № 3. С. 52—56.
36. Попов Ю. П., Родионов К. Г., Руми Р. Ф. Сообщение ОИЯИ Б1-3-8769. Дубна, 1975.
37. Porov Yu. P., Przytula M., Rumi R. F.//Nucl. Phys. 1972. Vol. A188. P. 212—224.
38. Анджеевски Ю., Во Ким Тхань, Втюрин В. А. и др. Сообщение ОИЯИ 13-12458. Дубна, 1979.
39. Анджеевски Ю., Во Ким Тхань, Втюрин В. А. и др. Сообщение ОИЯИ РЗ-81-433. Дубна, 1981.
40. Вертебный В. П., Втюрин В. А., Долгов В. А. и др. Сообщение ОИЯИ РЗ-11392. Дубна, 1978.
41. Королев Г. А., Кочаров Г. Е.//Изв. АН СССР. Сер. физ. 1960. Т. 23, № 3. С. 357—364.
42. Юз Дж. Эффективные нейтронные сечения: Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1959.
43. Антонов А., Балабанов Н., Гледенов Ю. М. и др.//Ядерная физика. 1978. Т. 27. Вып. 1. С. 18—28.
44. Антонов А., Гледенов Ю. М., Маринова С. и др.//Ядерная физика. 1984. Т. 39. Вып. 4. С. 794—800.
45. Антонов А., Гледенов Ю. М., Маринова С. и др. Сообщение ОИЯИ РЗ-83-242. Дубна, 1983.
46. Wagemans C., Weigmann H., Barthelemy R.//Nucl. Phys. 1987. Vol. A469. P. 497—506.
47. Harvey J. A.//Proc. Intern. Conf. on Interaction of Neutron with Nuclei, Lowell, July 6—9, 1976. P. 143—162.
48. Антонов А., Гледенов Ю. М., Маринова С. и др.//Ядерная физика. 1985. Т. 41. Вып. 4. С. 837—842.
49. Антонов А., Гледенов Ю. М., Маринова С., Риголь Х. Сообщение ОИЯИ РЗ-81-348. Дубна, 1981.
50. Гледенов Ю. М., Митриков М. П., Чадрабал И. Сообщение ОИЯИ Р-3-88-806. Дубна, 1988.
51. Гледенов Ю. М., Пак Хон Чер, Попов Ю. П.//Бюллетень центра данных ЛИЯФ. Л., 1977. Вып. 4. С. 3—7.
52. Во Ким Тхань, Втюрин В. А., Корейво А. и др. Сообщение ОИЯИ РЗ-11644. Дубна, 1978.
53. Анджеевски Ю., Во Ким Тхань, Втюрин В. А. и др. Сообщение ОИЯИ 3-80-564. Дубна, 1980.

54. Попов Ю. П., Пшитула М., Родионов К. Г. и др.//Ядерная физика. 1971. Т. 13. С. 913—917.
55. Balabanov N. P., Gledenov Yu. M., Pak Hong Chol e.a.//Nucl. Phys. 1976. Vol. A261. P. 35—44.
56. Винивартер П., Недведок К., Попов Ю. П. и др.//Ядерная физика. 1974. Т. 20. С. 3—9.
57. Балабанов Н. П., Гледенов Ю. М., Попов Ю. П. и др.//Ядерная физика. 1978. Т. 28. С. 1148—1153.
58. Анджеевски Ю., Гледенов Ю. М., Попов Ю. П., Седышев П. В. Сообщение ОИЯИ Р3-88-824. Дубна, 1988.
59. Камерон А. Дж., Лазар Н. Г., Шмитт Г. И.//Физика быстрых нейтронов: Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1966. Т. 2. С. 507.
60. Попов Ю. П., Фенин Ю. И.//ЖЭТФ. 1962. Т. 43. С. 2000—2007.
61. Во Ким Тхань, Втюрин В. А., Корейво А. и др. Сообщение ОИЯИ Р3-12755. Дубна, 1979.
62. Анджеевски Ю., Во Ким Тхань, Втюрин В. А. и др.//Ядерная физика. 1980. Т. 32. С. 1192—1202.
63. Во Ким Тхань, Втюрин В. А., Корейво А. и др. Сообщение ОИЯИ Р3-12756. Дубна, 1979.
64. Втюрин В. А., Попов Ю. П., Суховой А. М. и др. Сообщение ОИЯИ Р3-10733. Дубна, 1977.
65. Попов Ю. П., Салацкий В. И., Хуухэнхуу Г.//Ядерная физика. 1980. Т. 32. С. 893—901.
66. Garber D. I., Kinsey R. R. Neutron Cross Sections. BNL-325, Upton, N.Y., 1976. Vol. 2.
67. Втюрин В. А., Жак А., Попов Ю. П. и др.//Нейтронная физика. М.: ЦНИИАтоминформ, 1984. Т. 2. С. 352.
68. Втюрин В. А., Гребнев А. В., Пшеничный В. А., Чадрабал И. Сообщение ОИЯИ Р15-88-186. Дубна, 1988.
69. Asghar M. M., Emsalle A.//Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics, 1981/Ed. by T. von Egidy e.a. IOP Publishing Bristol, 1982. P. 455—456.
70. Emsalle A., Asghar M. //Z. Phys. 1984. Vol. A315. P. 201—204.
71. Втюрин В. А., Жак А., Попов Ю. П. и др. Сообщение ОИЯИ Р4-85-453. Дубна, 1985.
72. Лукьянов А. А. Структура нейтронных сечений. М.: Атомиздат, 1978.
73. Moore M. S., Moses J. D., Keyworth G. A. e.a.//Phys. Rev. 1978. Vol. C18. P. 1328—1348.
74. Втюрин В. А., Жак А., Попов Ю. П. и др.//Ядерная физика. 1987. Т. 45. С. 1292—1297.
75. Риголь Х. Сообщение ОИЯИ Р4-87-440. Дубна, 1987.
76. Втюрин В. А., Жак А., Попов Ю. П. и др.//Тез. докл. XXXV совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Л.: Наука, 1985. С. 300.
77. Кадменский С. Г., Фурман В. И.//ЭЧАЯ. 1975. Т. 6. Вып. 2. С. 469—514.
78. Mughabghab S. F. e.a.//Neutron Cross Sections. N. Y.: Plenum Press, 1981. Vol. 1.
79. Соловьев В. Г.//Ядерная физика. 1971. Т. 13. Вып. 1. С. 48—59.
80. Анджеевски Ю., Бечварж Ф., Во Ким Тхань и др. Сообщение ОИЯИ Р3-81-144. Дубна, 1981.
81. Emsalle A., Asghar M.//Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy. Ed. by K. Abrahams e.a. Petten, Netherlands, 1975. P. 395—399.
82. Bethe H.//Rev. Mod. Phys. 1937. Vol. 9. P. 69 (Пер.: Бете Г. Физика ядра, Харьков: ГИТТЛ, 1948).
83. Попов Ю. П., Фурман В. И.//III Школа по нейтронной физике. ОИЯИ D3-11787. Дубна, 1987. С. 390—414.
84. Карнаухов В. А., Петров Л. Ф. Ядра, удаленные от линии бета-стабильности. М.: Энергоиздат, 1981.
85. Lason L., Przytula M.//Proc. 4 Intern. Conf. on Nucl. React. Mechanisms, Varenna, 1985. P. 517—526.

86. Кадменский С. Г., Фурман В. И. Альфа-распад и родственные ядерные реакции. М.: Энергоатомиздат, 1985.
87. McFadden L., Satchler G. R.//Nucl. Phys. 1966. Vol. 84. P. 177—200.
88. Barnett A. R., Lilley J. S.//Phys. Rev. 1974. Vol. C9. P. 2010—2027.
89. Oakey N. S., Macfarlane R. D.//Phys. Lett. 1968. Vol. 26B. P. 662—663.
90. Furman V. I., Niedzwiedziuk K., Popov Yu. P. e.a.//Phys. Lett. 1973. Vol. 44B, N 3, P. 465—469.
91. Aldea L., Seyfarth H.//Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy/Ed. by R. L. Chrien and W. R. Kane. N. Y.: Plenum Press, 1979. P. 529—531.
92. Попов Ю. П.//ЭЧАЯ. 1982. Т. 13. Вып. 6. С. 1165—1202.
93. Втюрин В. А., Попов Ю. П. Сообщение ОИЯИ Р3-82-309. Дубна, 1982.
94. Raman S.//Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Subjects/Ed. by T. von Egidy. Bristol-London. Conference Serie N 62, 1981. P. 357—374.
95. Втюрин В. А. Сообщение ОИЯИ Р3-82-305. Дубна, 1982.
96. Carlos P., Bergere R., Lepretre A. e.a.//Nucl. Phys. 1971. Vol. A172. P. 437—448.
97. Axel P.//Phys. Rev. 1962. Vol. 126. P. 671—683.
98. Кадменский С. Г., Маркушев В. П., Фурман В. И. Сообщение ОИЯИ Р4-82-210. Дубна, 1982.
99. Сироткин В. К.//Ядерная физика. 1986. Т. 43. Вып. 3. С. 570—574.
100. Кадменский С. Г., Ломаченков И. А., Попов А. Б., Фурман В. И. Сообщение ОИЯИ Р4-83-600. Дубна, 1983.
101. Barnes R.//Nature. 1965. Vol. 206. P. 1307—1310.
102. Агапова Н. П., Африканов И. Н., Бутра Ф. П. и др.//Атомная энергия. 1976. Т. 41. С. 314—320.
103. Гледенов Ю. М., Балабанов Н. П.//Нейтронная физика. М.: ЦНИИ-атоминформ, 1980. Ч. 3. С. 306—310.
104. Балабанов Н. П., Гледенов Ю. М.//Ядерная энергия, София, 1985. Т. 22. С. 29—34.
105. Higgins P. R., Roberts A. C.//Nature. 1965. Vol. 206. P. 1249—1250.
106. Vement A. L.//J. Rev. Roum. Phys. 1972. Vol. 17. P. 519—525.
107. Казарновский М. В., Попов Ю. П., Стависский Ю. Я.//Программа экспериментальных исследований на мезонной фабрике ИЯИ АН СССР. М., 1987. С. 260—268.
108. Соловьев В. Г. Сообщение ОИЯИ Р4-5135. Дубна, 1970.
109. Попов Ю. П.//Материалы III Зимней школы по теории ядра и физике высоких энергий. Л.: ЛФТИ АН СССР. Ч. II. С. 127—143.