



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

З - 8747

ПОПОВ
Юрий Павлович

РЕАКЦИЯ (n, α) НА РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНАХ

Специальность 01.04.16 - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени доктора физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики
Объединенного института ядерных исследований

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук В.И.Мостовой,
доктор физико-математических наук В.Г.Соловьев,
доктор физико-математических наук Ю.Я.Ставиский.

Ведущее научно-исследовательское учреждение:
Ленинградский институт ядерной физики АН СССР.

Автореферат разослан " " _____ 1975 г.

Защита состоится " " _____ 1975 г. в " " час.
на заседании Объединенного Ученого совета Лаборатории нейтрон-
ной физики и Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ (г.Дубна, Москов-
ской области).

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

Ученый секретарь Совета

И.П.Кузнецова

31 - 8747

ПОПОВ
Юрий Павлович

РЕАКЦИЯ (n, α) НА РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНАХ

Специальность 01.04.16 - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени доктора физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Исследование реакции (n, α) на резонансных нейтронах интересно в двух аспектах. Во-первых, это новый канал распада компаунд-состояний, какими являются нейтронные резонансы, т.е. открывается новый раздел нейтронной спектроскопии. Во-вторых, это новый вид α -распада - распад очень сложных высоковозбужденных компаунд-состояний.

Нейтронные резонансы - весьма привлекательная для исследования область возбуждений атомных ядер. Здесь несмотря на высокую энергию возбуждения ядра, а, следовательно, и большую плотность уровней, экспериментатор получает возможность изучать множество индивидуальных состояний ядер, имеющих большой набор различных типов возбуждений.

Однако эта сложность резонансных состояний привела к тому, что имеющийся в распоряжении физиков экспериментальный материал систематизировался главным образом на базе статистической теории, в основу которой положена концепция составного ядра Н.Бора. Успехи такого подхода к описанию высоковозбужденных ядер несомненны, особенно когда дело касается средних параметров взаимодействия (силовых функций, например), плотности уровней, усредненных нейтронных сечений.

В то же время на опыте наблюдается ряд эффектов, не укладывающихся в простую схему предельной статистической модели. Это - флуктуации усредненных сечений с периодом в несколько десятков и сотен килоэлектронвольт, трактуемые в настоящее время как проявление входных состояний, аналоговые состояния, корреляции различных вероятностей распада компаунд-состояний и т.д. Наличие подобных отклонений свидетельствует о том, что пользоваться предельной статистической моделью при описании свойств нейтронных резонансов нужно с осторожностью. Особенно четко отклонения от статистической модели проявляются в настоящее время в исследованиях сравнительно легких ядер с $A \leq 100$. По-видимому, это обстоятельство можно интерпретировать как указание на то, что нейтронные резонансы не являются "чистыми" компаунд-состояниями, хотя и близки к ним, особенно в области тяжелых ядер.

Значит, необходимо уточнение предельной статистической теории, поиски новых подходов к описанию высоковозбужденных состояний, включая последнюю стадию усложнения при переходе в компаунд-состояния. Однако одним из тормозов дальнейшего развития теории высоковозбужденных состояний является недостаточное "качество" существующего экспериментального материала, его сравнительное однообразие. Зная только нейтронные и полные гамма-ширины, трудно надеяться на более адекватное описание свойств нейтронных резонансов, чем это делает статистическая теория. Поэтому крайне желательно экспериментально исследовать возможно большее число параметров резонансов и их изменение с энергией возбуждения ядра.

Необходимо переходить к изучению новых каналов распада составных ядер, и в связи с этим исследование реакции (n, α) на резонансных нейтронах представляет несомненный интерес. Здесь информацию о распадающихся состояниях несут не только парциальные, но и полные α -ширины. К сожалению, из-за большого кулоновского барьера для α -частиц в средних и тяжелых ядрах сечение реакции (n, α) очень мало (на 5 и более порядков ниже, чем для реакции (n, γ)). Поэтому ее изучение требует мощных источников нейтронов, специальных детекторов и стало проводиться лишь последнее десятилетие.

Изучение спектров вторичных частиц (γ -квантов и α -частиц) в нейтронных реакциях создает своеобразный мост между нейтронной физикой и ядерной спектроскопией. Этот "мост" позволяет, с одной стороны, получить новые сведения о низковозбужденных состояниях, изучением которых занимается ядерная спектроскопия, а, с другой, - выявить возможности использования ряда теоретических моделей и подходов, распространенных в ядерной спектроскопии, для лучшего понимания природы нейтронных резонансов.

Поскольку времена жизни таких возбужденных состояний, какими являются нейтронные резонансы, на много порядков превышают ядерные времена, мы можем рассматривать резонансы как квазистабильные и говорить об α -распаде нейтронных резонансов по аналогии с α -распадом основных состояний. Альфа-распад компаунд-состояний дает возможность абстрагироваться от индивидуальной структуры распадающегося состояния, существенно расширяет диапазон энергий α -распада (для неодима-144 это приводит к разнице в периодах полураспада основного и компаунд-состояний на 30 порядков). Эти и другие особенности позволяют надеяться на получение новой информации и о самом механизме α -распада при изучении реакции (n, α).

Наличие светосильного нейтронного спектрометра по времени пролета на базе импульсного реактора ИБР и создание оригинальных светосильных детекторов α -частиц позволило в 1965 г. получить первые результаты по измерению полных α -ширин нейтронных резонансов (самарий-147 и самарий-149^{1/}), а в 1967 г. впервые измерить спектры α -частиц в отдельных резонансах (самарий-147^{2/}).

Настоящая диссертация подводит итоги десятилетних экспериментальных исследований реакции (n, α) на резонансных нейтронах. За это время нами обнаружен α -распад более чем для ста резонансных состояний почти полутора десятков ядер в широком диапазоне атомных весов от цинка-64 до гафния-177. Измерены принципиально новые характеристики нейтронных резонансов - полные и парциальные α -ширины. Впервые проведен статистический анализ распределений полных и парциальных α -ширин, получены указания на возможные отклонения в поведении полных и парциальных α -ширин от статистических закономерностей. Приводятся результаты сравнения экспериментальных данных с предсказаниями развиваемого в последнее время полумикроскопического подхода к описанию высоковозбужденных состояний ядер^{3/}.

По сути дела в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ начаты исследования нового канала взаимодействия резонансных нейтронов со средними и тяжелыми ядрами и экспериментально изучены основные (общие) закономерности этого процесса. Предложена оптическая модель для описания взаимодействия глубоко подбарьерных α -частиц с ядрами.

Изложенные в диссертации результаты исследований неоднократно докладывались на конференциях и симпозиумах: двух Всесоюзных конференциях по нейтронной физике (Киев, 1971 и 1973 гг.), нескольких ежегодных совещаниях по ядерной спектроскопии и структуре ядра, на Советании по перспективам использования нейтронной спектроскопии (Дубна, 1970 г.), Международном симпозиуме по структуре ядра (Дубна, 1968г.), Международной конференции по структуре ядра (Токио, 1967 г.), II Международной конференции по ядерным данным для реакторов (Хельсинки, 1970г.), Международной конференции по изучению структуры ядра с помощью нейтронов (Будапешт, 1972 г.), II Международном симпозиуме по спектроскопии гамма-лучей радиационного захвата нейтронов и связанным вопросам (Петтен, Голландия, 1974 г.) и ряда других совещаний. Этим результатам были посвящены лекции на Ш Зимней школе по теории ядра и физике высоких энергий (Ленинград, 1968г)

и Международной школе по структуре ядра (Алушта, 1972 г.). Всего по этим данным вышло более 30 публикаций в советских и зарубежных изданиях (в том числе ^{1,2,8,9,12,15,27-32,36-47,51/}).

I. Некоторые вопросы альфа-распада ядер

Альфа-распад атомных ядер является одним из "древнейших" инструментов изучения структуры ядер, а также отдельных сторон динамики внутриядерных процессов. Однако в течение нескольких десятилетий исследовался лишь α -распад основных состояний. Впоследствии это привело к некоторому "насыщению" интереса к альфа-радиоактивности в целом.

Но за последние 10-15 лет произошел заметный скачок в экспериментальных исследованиях альфа-распада. Работы на пучках быстрых протонов позволили синтезировать новые ядра, далекие от области стабильности, что в несколько раз расширило число α -активных ядер. Для широкого круга ядер с помощью реакции (n, α) был исследован α -распад высоковозбужденных компаунд-состояний ядер. С помощью запаздывающих (идущих вслед за бета-распадом) α -частиц и реакции $(n, \gamma \alpha)$ получены первые сведения об α -распаде промежуточных возбужденных состояний. Все это привело к появлению новой информации, что в свою очередь стимулировало дальнейшее развитие теории α -распада, возникшей почти 50 лет назад, когда была решена квантовомеханическая задача проникновения альфа-частицы через сферически симметричный кулоновский барьер^{4/}.

В дальнейшем теория α -распада сферических ядер неоднократно совершенствовалась. Плодотворным оказалось использование волновых функций модели оболочек для вычисления вероятностей образования α -частицы внутри ядерного потенциала (Манг, Толхук и Брюссаар и др.^{5/}). Это позволило правильно описать относительные (но не абсолютные) вероятности α -переходов. Новый вариант теории α -распада, не содержащий в качестве свободного параметра радиус обрезания ядерных сил R_0 , был предложен Харадой и Раушером^{6/}. Более последовательный вариант такой интегральной формулы для описания вероятности α -распада развивается в настоящее время С.Г.Кадменским и В.И.Фурманом. Показав существенную роль поверхности ядра в формировании вылетающей α -частицы, эти авторы^{7/} связывают дальнейший прогресс в развитии теории α -рас-

пада с учетом процесса α -кластеризации нуклонов на поверхности ядра.

II. Альфа-распад компаунд-состояний

Захват медленных нейтронов является очень эффективным методом возбуждения отдельных компаунд-состояний ядер. Эти состояния распадаются главным образом благодаря испусканию γ -квантов. Крайне редко происходит α -распад в одно из состояний дочернего ядра. При этом выполняются определенные правила отбора по орбитальному моменту α -частицы и спинам и четностям начального и конечного состояний.

В теории ядерных реакций парциальная ширина α -распада возбужденного состояния (i) в конечное состояние (f) с орбитальным моментом вылетающей α -частицы (l) описывается выражением

$$\Gamma_{\alpha ifl} = 2 \gamma_{\alpha ifl}^2 P_{fl}, \quad (1)$$

где $\gamma_{\alpha ifl}$ - амплитуда приведенной α -ширины, P - фактор проходимости потенциального ядерного барьера. А полная α -ширина - выражением

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

Для парциальных α -ширин статистическая теория ядерных реакций предполагает распределение типа хи-квадрат с $\nu=1$ (распределение Портера - Томаса), а для полных α -ширин мы предположили^{8,9/}, что

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

а

$$\nu_{\text{эф}} = \frac{(\sum_{fl} P_{fl})^2}{\sum_{fl} P_{fl}^2}, \quad (4)$$

где D - среднее расстояние между распадающимися состояниями с данным спином и четностью, $\nu_{\text{эф}}$ эффективное число степеней свободы.

Обычно P_{fl} рассчитывается в квазиклассическом приближении^{10/}, однако логичнее это делать с помощью оптической модели, описывающей взаимодействие α -частицы с остаточным ядром.

Поскольку в настоящее время не существует "единого" феноменологического потенциала для α -частиц, мы воспользовались предложением С.Г.Кадменского^{11/} и сконструировали оптический потенциал

(ОП) следующим образом^{/12/}. Действительная часть ОП получается усреднением однонуклонных феноменологических потенциалов по плотности распределения нуклонов в α -частице, а мнимая (единственный свободный параметр) - определяется исходя из наилучшего описания абсолютных значений средних полных α -ширин, полученных нами в эксперименте (см. ниже).

Поскольку, как мы уже отмечали, нейтронные резонансы, весьма вероятно, еще не являются чистыми компаунд-состояниями, возникает большой интерес к поискам и выявлению природы нестатистических эффектов в этой, возможно, еще переходной области энергий возбуждения ядер. К сожалению, пока нет общей теории, описывающей свойства высоковозбужденных состояний ядер, иные, чем статистические. В то же время направленность наших исследований и правильное понимание их результатов во многом зависят от состояния таких "нестатистических" теорий.

Некоторым исключением в этой ситуации является довольно общий подход к описанию высоковозбужденных состояний, развиваемый последнее время В.Г.Соловьевым и сотрудниками^{/3, 13/}. Построенные ими волновые функции возбужденных состояний имеют весьма общий вид, и, как следствие этого, сложны и не всегда пригодны для количественных расчетов. Однако появляется возможность некоторых качественных заключений, позволяющих, в частности, предсказать определенные особенности реакции (n, α) на резонансных нейтронах, чем мы воспользуемся при анализе наших экспериментальных данных.

Первая попытка экспериментально обнаружить реакцию (n, α) на тепловых нейтронах для ядер более тяжелых, чем бор, была сделана, по-видимому, Фарраджи в 1952 г.^{/14/}. Однако результаты этих измерений (на изотопах цинка) вызывают большое сомнение^{/15/}. В дальнейшем, особенно в 60^х годах, к изучению реакции (n, α) в тепловой области обратился сравнительно широкий круг исследователей в 10 странах^{/16-25/}. Однако итоги этих исследований оказались довольно скромными:

- а) реакция экспериментально обнаружена на 6 тяжелых ядрах;
- б) сделан качественный вывод о том, что статистическая модель α -распада лучше описывает экспериментальные данные, чем одночастичная^{/16/};
- в) обнаружен^{/26/} задержанный α -распад - реакция ($n, \gamma\alpha$).

Следует отметить, что такие исследования, в принципе, могут давать лишь качественную информацию - случайную выборку парциальных α -ширин для одного или суммы нескольких (с неизвестными весами) резонансов. Здесь трудно надеяться на получение иной информации, чем ядерно-спектроскопическая о нижних состояниях дочернего ядра. Только на резонансных нейтронах можно исследовать с помощью реакции (n, α) все своеобразие α -распада компаунд-состояний ядер.

Ш. Методика изучения α -распада нейтронных резонансов атомных ядер

Ряд особенностей реакции (n, α) (малые сечения, большой фон от конкурирующих реакций (n, n) и (n, γ), малый пробег α -частицы в веществе мишени) предъявляют специфические требования к выбору методики для ее изучения. Существенными характеристиками нейтронного спектрометра должны быть большая светосила и возможность облучать мишени большой площади. Детекторы и спектрометры α -частиц должны позволять работать с мишенями размером 10^3 - 10^4 см², быть стабильными в работе, нечувствительными к гамма-излучению и нейтронам.

Исследование реакции (n, α) на резонансных нейтронах производилось на импульсном реакторе ИБР Объединенного института ядерных исследований. Спектрометрия нейтронов осуществлялась методом времени пролета. Обычно измерения велись в режиме совместной работы линейного ускорителя электронов ЛУЭ-40 и реактора ИБР в качестве бустера с размножением числа нейтронов в импульсе ~ 200 . Это позволило при первичной ширине импульса нейтронов на половине высоты ~ 4 мксек иметь достаточную для регистрации реакции (n, α) интенсивность нейтронов на пролетных базах ~ 30 и 100 м. Частота вспышек составляла 100 гц, мощность в импульсе ~ 20 Мвт.

На первом этапе осуществлялся поиск реакции (n, α) в резонансах отдельных ядер, регистрировался выход α -частиц и определялись полные α -ширины. На втором этапе для ядер и резонансов с максимальным выходом α -частиц осуществлялась спектрометрия α -частиц и определялись парциальные α -ширины переходов в отдельные состояния дочернего ядра. Для каждого из этих этапов разрабатывались свои детекторы - счетчики и спектрометры α -частиц.

В таблице 1 представлены характеристики созданных в нашей группе детекторов α -частиц - газового сцинтилляционного детектора с

Таблица 1.

Тип детектора	Площадь мишени (см ²)	Эффективность к α -частицам из (n, α) -реакции (%)	Собственный фон детектора имп/час см ² в интервале энергии (МэВ)	Разрешение детектора для энергии α -частиц (кэВ)	Полное количество исслед. вещества (г)
Газовый сцинтилляционный детектор (ГСЭД)	7000	70	0,012 (1,5±7)	-	50
Ионизационная камера с центральным коллектором (ИЦК)	4000	70	0,003 (7±12)	300	30
Многосекционная пропорциональная камера (МСК)	13000	90 40	0,006 (4±10)	-	100
Двойная ионизационная камера с целевым коллиматором (СЦК)	1600	100	0,013	100	200±400
Большая ионизационная камера (БМК)	9000	100	0,013 (5±10)	100	200±400

электрическим полем^{/27,28/}, многосекционной пропорциональной камер^{/29,30/} и различных типов ионизационных камер^{/31,32/}. На рис.1 можно видеть некоторые особенности конструкции детекторов.

Для этих детекторов была создана специальная электроника, использовалась система регистрации многомерной информации на магнитной ленте^{/33/}.

Мишени для поисков и изучения реакции (n, α) изготавливались в виде тонких равномерных слоев на алюминиевых подложках, как правило, из обогащенных изотопов.

Для параллельной регистрации выхода γ -лучей в тех же резонансах (относительный метод определения α -ширин) использовались сцинтилляционные детекторы γ -лучей типа Моксона - Рея^{/34/}, либо детектор полного поглощения^{/35/}, слабо чувствительные к изменениям формы спектра γ -лучей для данного изотопа.

Таким образом сочетание "медленного" - микросекундного, но светосильного спектрометра нейтронов по времени пролета (реактор ИБР) с медленными детекторами α -частиц, обладающими большими рабочими площадями, позволило создать уникальную установку для изучения реакции (n, α) на резонансных нейтронах.

IV. Измерения полных и парциальных альфа-ширин

Детекторы альфа-частиц располагались непосредственно на пучке нейтронов в разрыве вакуумированного нейтропровода (см.рис.2). Заметное улучшение спектрометрии альфа-частиц дало использование щелевого коллиматора (30x2 см²) и облучение мишени узким пучком нейтронов под скользящим углом (рис.2).

Измерение полных α -ширин проведено к настоящему времени для широкого круга атомных ядер от цинка-64 до гафния-177. При этом зарегистрированные альфа-ширины изменяются от 10⁻³ эВ для цинка-67 до 10⁻⁹ эВ для гадолиния-155. В таблице 2 приведены характеристики условий измерений альфа-ширин для 16 ядер.

Определение α -ширин проводилось относительным методом. Результаты нормировались на значения эффективных сечений реакции (n, α) в области тепловых нейтронов на изотопах самария-149 и неодима-143, измеренные другими авторами. Для этого либо проводились одновременные измерения выхода α -частиц и γ -квантов (N_α и N_γ)^{/36/}, тогда

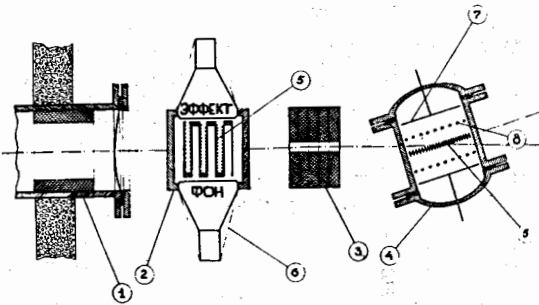


Рис.2. Расположение детекторов альфа-частиц на пучке нейтронов

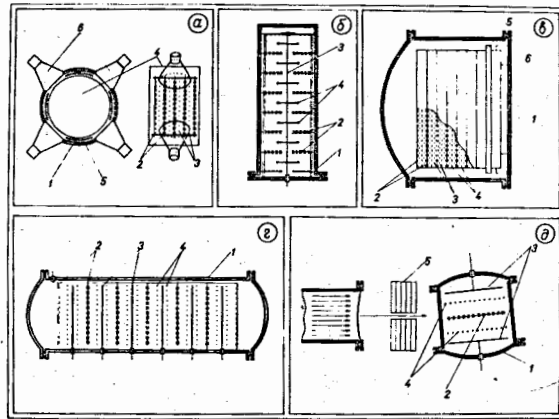


Рис.1. Счетчики (а,б,в) и спектрометры альфа-частиц (г,д).

Таблица 2

Характеристика условий измерений полных альфа-ширин.

Ядро-мишень	Вид образца	Вес мишени, г.	Содержание изотопа, %	Площадь образца, см ²	Тип детектора	Максимальная Е.а., МэВ	Время измерений, час	Временное разрешение, мксек/М
⁶⁴ Zn	окись	26	48,9(е.с.)	6300	ГСЭП	3,7	290	0,03
⁶⁷ Zn	окись	26	4,1(е.с.)	6300	ГСЭП	4,6	290	0,03
⁹⁶ Mo	окись	23	82,4	2900	ГСЭП	6,4	180	0,1
¹⁰⁵ Pd	мет. фольга	19,3	22,6(е.с.)	2800	ГСЭП	6,25	53	0,16
¹²³ Te	окись	2,1	67,3	940	ИК	7,32	74	0,16
¹²⁹ Xe	газ	70	26,4(е.с.)		ГС	6,85	50	0,15
¹⁴³ Nd	окись	17,7	73,2	6600	ГСЭП	9,42	140	0,03
"	"				ИК	"		0,1
¹⁴⁵ Nd	окись	32,3	73,2	6600	ГСЭП	8,31	74	0,1
¹⁴⁷ Sm	окись		84,6		МСПК	9,8	240	0,012
¹⁴⁹ Sm	окись	33,3	96,4	3000	ГСЭП	9,2	120	0,1
¹⁵¹ Eu	окись		47,8(е.с.)	3200	МСПК	7,6	100	0,19
¹⁵⁵ Gd	окись		86	5700	МСПК	7,8	120	0,13
¹⁷¹ Yb	окись		90,2	3400	МСПК	9,6	410	0,13
¹⁷⁷ Hf	окись	8,35	84,6	4800	МСПК	9,7	180	0,13
¹⁸⁷ O ₈	металл		1,64(е.с.)	2500	ИСК	10,8	310	0,7
¹⁸⁹ O ₈	"		16,1(е.с.)	2500	ИСК	10,85	310	0,7

$$\frac{\Gamma_{\alpha}}{\Gamma_{\gamma}} = k \frac{N_{\alpha}}{N_{\gamma}}, \quad (5)$$

где k содержит только характеристики детекторов α -частиц и γ -квантов и определяется путем измерений в тепловой области:

$$k = \left| \frac{\sigma(n, \alpha) N_{\gamma}}{\sigma(n, \gamma) N_{\alpha}} \right|_{\text{тепл.}} \quad (6)$$

Либо выход γ -лучей не измеряется, но тогда необходимо знание параметров исследуемых и нормировочных резонансов, закона изменения потока нейтронов с энергией и отношения числа ядер, входящих в исследуемый и калибровочный образцы^{/37/}.

На рис.3 в качестве примера приводятся результаты измерения выхода α -частиц и γ -квантов при облучении самария-149 резонансными нейтронами. Результаты измерения амплитудных спектров α -частиц в отдельных резонансах реакции $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$ приведены на рис.4^{/2,38/}. Кроме того, амплитудные спектры α -частиц измерялись в резонансах неодима-143^{/39/}, неодима-145^{/32/} и самария-149^{/40/}.

Поиски реакции (n, α) на резонансных (и тепловых) нейтронах в области ядер более тяжелых, чем гафний, пока не дали положительных результатов. В измерениях на естественной смеси изотопов осмия для нечетных изотопов с $A = 187$ и 189 мы получили^{/41/} лишь верхние оценки α -ширин, находящиеся на уровне значений, предсказываемых статистической моделью. Так что дальнейшее улучшение методических возможностей должно либо привести к подтверждению статистической теории, либо к интересным противоречиям с ней.

У. Свойства альфа-ширин

Собранные в настоящей работе данные по парциальным и полным α -ширинам нейтронных резонансов являются первыми экспериментальными результатами такого рода. Поэтому представляет интерес начать их анализ с точки зрения общих закономерностей распада компаунд-состояний, описываемых статистической теорией. Однако в связи с отмечавшимися выше экспериментальными трудностями имеющийся в нашем распоряжении статистический набор парциальных и полных α -ширин пока не может идти в сравнение с современными наборами нейтронных и парциальных γ -ширин, полученных усилиями целого ряда лабораторий во всем мире. Однако при изучении нового канала распада, связанного с вылетом сложной частицы, несомненно, представ-

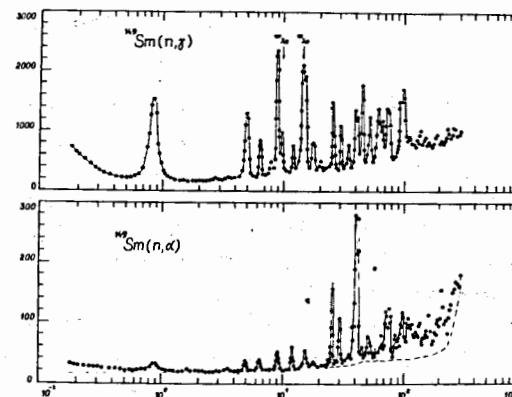


Рис.3 Выход гамма-квантов и альфа-частиц после захвата нейтронов самарием-149

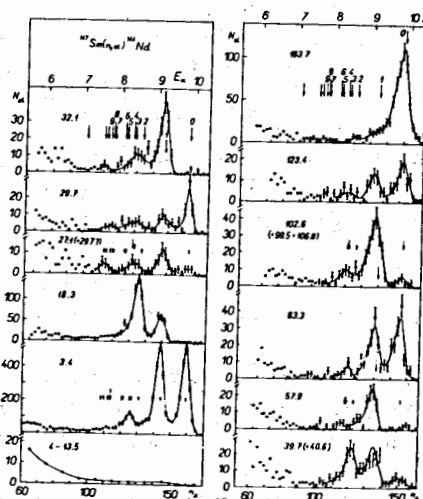


Рис.4
Спектры альфа-частиц в резонансах самария-147

ляют интерес и качественные выводы и анализ возможностей получения оригинальной информации в будущем.

Статистическая теория предсказывает, что парциальные ширины нейтронных резонансов должны флуктуировать согласно распределению Портера - Томаса, т.е. как хи-квадрат-распределение с числом степеней свободы $\nu = 1$. Эксперимент подтверждает это для случая нейтронных и парциальных радиационных ширин. Мы попытались провести такое сравнение для α -ширин. На рис.5 представлены экспериментальное (гистограмма) и теоретическое (сплошная кривая с $\nu = 1$) распределения парциальных α -ширин самария-148 для перехода в основное состояние неодима-144. В пределах имеющейся в нашем распоряжении экспериментальной информации можно говорить о согласии с теорией. Выше дано распределение ширин для α -переходов в первое возбужденное состояние неодима-144. Некоторое сужение экспериментального распределения объясняется тем, что здесь дают вклады α -частицы с орбитальными моментами $l = 1, 3, 5$. В этом случае, если нет корреляции в каналах реакции с разными l , то, согласно формуле (4), должно быть $\nu_{\alpha} \approx 2$, на что, по-видимому, и указывает эксперимент.

Распределения полных α -ширин сравнивались с хи-квадрат распределениями, для которых ν_{α} подсчитывалось согласно (4). Хорошее согласие получено для α -ширин самария-147 со спинами 3^- и 4^- . Результаты для самария-149 представлены на рис.6^{/42/}. Здесь также имеется хорошее согласие эксперимента с теорией для резонансов с $J^{\pi} = 3^-$. В то же время для резонансов с $J^{\pi} = 4^-$ согласие с теоретической кривой ($\nu_{\text{теор}} = 2,5$) отсутствует. Эксперимент дает $\nu_{\text{экс}} \sim 14$ (пунктир). Дополнительный анализ ситуации^{/42/} (попытка учесть пропущенные 3 резонанса, погрешности в определении ширин) показал, что $\nu_{\text{экс}} = 8 + 14$, а вероятность случайно иметь $\nu_{\text{экс}} > 8$ оказалась меньше 2%.

Такой результат трудно понять с точки зрения статистической модели, тем более, что наши измерения спектров α -частиц в нижних резонансах с $J^{\pi} = 4^-$ показывают, что основной вклад в α -ширину вносят только $1+3$ перехода^{/40/}.

Для остальных исследованных нами ядер набора резонансов существенно меньше, поэтому анализировать их пока нельзя. В дальнейшем, вероятно, можно будет получать интересную информацию. В частности,

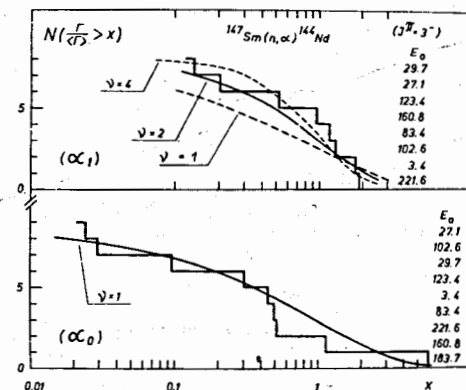


Рис.5. Распределения парциальных альфа-ширин в резонансах самария-147.

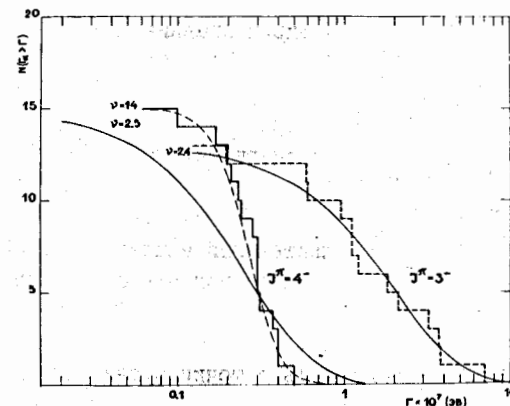


Рис.6. Распределение полных альфа-ширин в резонансах самария-149.

в области деформированных ядер по распределению полных α -ширин можно судить о наличии (или отсутствии) корреляций для переходов на уровни, являющиеся членами одной ротационной полосы^{51/}.

Средние значения полных α -ширин, полученные нами для довольно широкого круга ядер, приведены в таблице 3. Здесь также приведено число зарегистрированных резонансов - N , эффективное число степеней свободы (согласно (4)), а также среднее время жизни компаунд-состояния относительно α -распада. В том случае, если реакция (n, α) на данном ядре не наблюдалась, приводятся верхние оценки ширины с достоверностью 95 %.

Приведенные в таблице значения $\langle \Gamma_\alpha \rangle$ использовались нами для выбора мнимой части сферического оптического потенциала для глубокоподбарьерных α -частиц^{12/}. Согласие теоретических и экспериментальных α -ширин при $W_0 = 2$ МэВ, иллюстрируемое рис.7, можно считать удовлетворительным даже в области деформированных ядер.

Эта оптическая модель с успехом использовалась нами для предсказания наиболее перспективных для исследования ядер. Она же использовалась для оценки накопления ядер гелия в ряде конструктивных материалов для ядерных реакторов^{43/}. Однако однозначность такого описания реакции (n, α) еще не доказана, поскольку мы пока не наблюдали максимумов силовой функции для α -частиц, возможно, в связи с тем, что они должны быть очень узки.

Таким образом, анализ экспериментальных данных показывает, что в общих чертах предположения статистической теории применимы для описания реакции (n, α) на резонансных нейтронах. С помощью этой теории можно предсказать характер флуктуаций α -ширин и дать оценки их средних значений. В то же время ряд наблюдавшихся эффектов указывает на возможные отклонения в поведении α -ширин от статистических закономерностей.

К таким отклонениям (помимо узкого распределения α -ширин для резонансов с $J^\pi = 4^-$ самария-149) можно отнести и некоторое "подавление" α -переходов в основное состояние для составных ядер самария-148, гадолиния-156 и гафния-178. Это можно интерпретировать как экспериментальное подтверждение предсказания полумикроскопической модели В.Г.Соловьева^{3/} о наличии в среднем эффекта усиления вероятности α -переходов из высоковозбужденных состояний на одно-родное состояние 2^+ по сравнению с переходами в основное состояние.

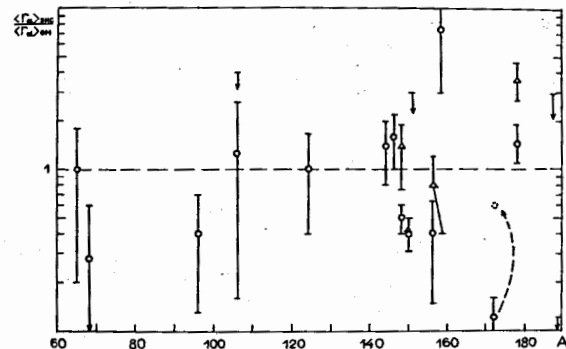


Рис.7 Отношение средних значений альфа-ширин из эксперимента к рассчитанным по оптической модели

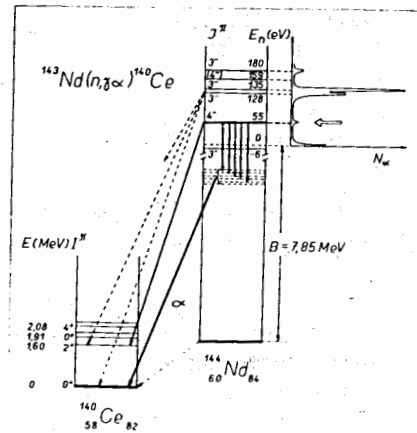


Рис.8
Схема альфа-распада составного ядра неодима-144

Таблица 3

Со- ставн. ядро	J ^π	N	V _{эф}	V _{эксп.}	$\langle \Gamma_{\alpha} \rangle_{\text{экс}}$ мкэВ	$\langle \Gamma_{\alpha} \rangle_{\text{эм}}$ мкэВ	τ нсек
⁶⁵ Zn	1/2 ⁺	2	1		(0,9±0,8)10 ²	(0,84±0,17)10 ²	7,3·10 ⁻³
⁶⁸ Zn	3 ⁻	1	1		(16 ⁺¹⁶ ₋₁₅)·10 ²	(57±20)10 ²	0,4·10 ⁻³
⁹⁶ Mo	2 ⁺	3	1		22 ⁺¹⁷ ₋₁₅	58±16	0,03
¹⁰⁰ Pd	2 ⁺	1	1,5		1,3 ^{+1,0} _{-1,1}	1,05±0,24	0,5
"		3			≤ 4		
¹²⁴ Te	0 ⁺	4	1		3,0 ^{+2,1} _{-1,8}	2,9±0,7	0,2
¹⁴⁴ Nd	3 ⁻	7	1	1	16,6 + 7	12,1 ± 2,4	0,04
¹⁴⁶ Nd	3 ⁻	3			0,26±0,07	0,16±0,03	2,5
¹⁴⁸ Sm	3 ⁻	25	1,8	1,2±0,3	2,4 ± 0,4	4,8 ± 2,2	0,27
"	4 ⁻	19	2,5	2,4±0,9	1,0 ± 0,2	0,7 ± 0,2	0,66
¹⁵⁰ Sm	3 ⁻	13	2,4	2,9±0,4	0,21±0,05	0,52±0,05	3,1
"	4 ⁻	15	2,5	7±14	0,028±0,006	0,067±0,005	23
¹⁵² Eu	3 ⁺	3	2,5		≤ 4,2·10 ⁻⁴	(1,33±0,25)10 ⁻⁴	≥ 0,16·10 ⁻⁴
¹⁵⁶ Gd	1 ⁻	1	2,6		(7±5)·10 ⁻⁴	(19±6)·10 ⁻⁴	0,1·10 ⁴
"	2 ⁻	3	1,6		(7±4)·10 ⁻⁴	(9±2)·10 ⁻⁴	0,1·10 ⁴
¹⁷² Yb	1 ⁻	4	4,4		(2,2±0,8)10 ⁻²	19·10 ⁻²	0,3·10 ²
¹⁷⁸ Hf	3 ⁻	3	4,7		(2,5±1,0)10 ⁻²	(1,7±0,3)10 ⁻²	0,26·10 ²
"	4 ⁻	3	3,7		(2,3±0,9)10 ⁻²	(0,64±0,10)10 ⁻²	0,3·10 ²
¹⁸⁸ Os		3			≤ 0,6	0,20±0,04	≥ 1
¹⁹⁰ Os		5			≤ 0,03	0,18±0,03	≥ 22
¹⁵⁸ Gd	2 ⁻	3	2,0		(3,3±1,9)10 ⁻³	4,3·10 ⁻⁴	

Можно указать также на несовпадение усредненных по интервалам в 100 эВ α -ширин в реакции $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)$, выходящее за пределы доверительных интервалов как для α -ширин с определенным спином, так и для средних по обоим спином^{/44/}.

Поиски корреляций между α -ширинами и другими ширинами нейтронных резонансов не дали положительных результатов.

Захват медленного нейтрона четно-нечетным ядром приводит к образованию четно-четного компаунд-ядра с одним из двух возможных значений спина, отличающихся на единицу с одинаковой четностью. В этом случае α -распад в основное состояние с $J^{\pi} = 0^+$, согласно законам сохранения момента и четности, возможен только для одного из спинов распадающегося состояния. Это дает возможность определения спина нейтронных резонансов из реакции (n, α) либо по наличию α -перехода в основное состояние в спектре α -частиц для данного резонанса, либо из распределения полных α -ширин (см. рис.6). Этот метод успешно использовался нами для спиновой идентификации нейтронных резонансов нескольких ядер^{/8,38/}.

VI. Двухступенчатая реакция $(n, \gamma \alpha)$ на резонансных нейтронах

Для ряда ядер в резонансах, где прямой α -распад в основное состояние дочернего ядра запрещен, а самое нижнее состояние, на которое α -распад разрешен, лежит довольно высоко, существенную роль наряду с реакцией (n, α) может играть двухступенчатый процесс, когда после испускания мягкого γ -кванта оставшееся возбуждение этого промежуточного компаунд-состояния передается α -частице (рис.8). Конечно, вероятность вылета α -частицы на втором этапе в миллионы раз меньше вероятности вылета второго γ -кванта. Впервые на возможность такого процесса указали Хейфетц и др.^{/18/}, а экспериментально наблюдали на тепловых нейтронах Оакей и Макфарлайн^{/26/}.

Мы впервые наблюдали реакцию $(n, \gamma \alpha)$ на резонансных нейтронах ($^{143}\text{Nd}(n, \gamma \alpha)^{140}\text{Ce}$, $E_0 = 55,3$ эВ, $J^{\pi} = 4^-$)^{/39,45/}, а также повторили измерения в тепловой точке ($J^{\pi} = 3^-$) и получили верхнюю оценку этого процесса для теллура-123. Проведенный нами анализ^{/39,46/} экспериментальных данных, получаемых при изучении реакции $(n, \gamma \alpha)$, показал, что они дают уникальную информацию о вероятностях γ -переходов между двумя компаунд-состояниями.

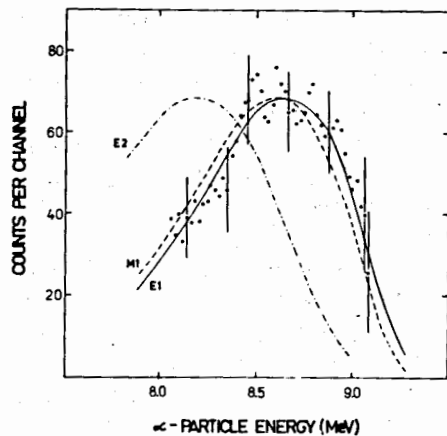


Рис.9 Сравнение экспериментального распределения альфа-частиц в реакции $^{143}\text{Nd}(n, \gamma \alpha)^{140}\text{Ce}$ с теоретически-построенными в предположении различных мультипольностей первичных гамма-лучей.

Так, форма α -спектра из реакции $^{143}\text{Nd}(n, \gamma \alpha)$ говорит о том, что основную роль в таких гамма-переходах играют E1- или M1-переходы (рис.9^{47/}), а отношение ширины Γ_{α} для резонансов с разными спинами указывает на заметную роль M1-переходов в мягких переходах между компаунд-состояниями ($C \rightarrow C$).

Вычисленные нами значения радиационных силовых функций для такого типа переходов представлены в таблице 4. Они оказались

Таблица 4

Тип γ -перехода	Ядро, J^{π}	$S_{\gamma}(M1) \cdot 10^9$	$S_{\gamma}(E1) \cdot 10^9$
$C \rightarrow C$	^{144}Nd 3^-	24	30
	4^-	30	
	^{124}Te 1^+	13	70
	^{150}Sm 4^-	20	
$C \rightarrow S$	Среднее	15 \pm 3 /48/	
	$100 < A < 160$		
	^{106}Pd	22 \pm 7	54 \pm 22 /49/
	^{116}In	9,5 \pm 2,3	53 \pm 11 /50/

весьма близкими к соответствующим величинам для γ -переходов из компаунд-состояний в сравнительно простые низковозбужденные $C \rightarrow S$, измеряемые при радиационном захвате нейтронов.

Отметим, что ширина Γ_{α} хорошо усреднена по промежуточным состояниям, а следовательно, измеренная для одного резонанса, она отражает общие свойства процесса γ -распада типа $C \rightarrow C$, а также α -распада высоковозбужденных состояний.

Заключение

1. Эксперименты, проводившиеся последние 10 лет в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ по изучению реакции (n, α) на резонансных нейтронах, привели к появлению самостоятельного раздела нейтронной спектроскопии.

2. К настоящему времени новые характеристики нейтронных резонансов - полные α -ширины - измерены для широкого круга сферических и деформированных в основном состоянии ядер от цинка-64 до

гафния-177. Измерены спектры α -частиц в нескольких десятках резонансов нечетных изотопов самария и неодима.

3. Анализ экспериментальных данных показал, что поведение α -ширин нейтронных резонансов в общих чертах подчиняется статистической теории ядерных реакций, которая, как правило, удовлетворительно описывает флуктуации α -ширин, позволяет оценить их средние значения, объясняет отсутствие корреляций с другими ширинами нейтронных резонансов.

4. В то же время некоторые экспериментальные результаты можно интерпретировать как указание на наличие отклонений от статистической теории, и часть из них объяснить с точки зрения полумикроскопической теории.

5. Предложена оптическая модель, описывающая взаимодействие глубокоподбарьерных α -частиц с ядром, которая позволяет предсказывать средние значения α -ширин, а также может оказаться полезной в астрофизике для оценки захвата ионов гелия другими ядрами при звездных температурах и реакторостроении для оценки накопления гелия в конструкционных материалах.

6. Получены новые данные об α -распаде компаунд-состояний, позволившие проследить α -распад в широком диапазоне энергий возбуждения ядра и получить вероятности α -распада, не зависящие от структуры распадающегося состояния (средние альфа-ширины).

7. Исследована реакция ($n, \gamma \alpha$). Проанализированы результаты таких измерений и получены первые сведения о вероятностях γ -переходов между компаунд-состояниями.

8. Разработана и создана система светосильных детекторов и спектрометров α -частиц и специальной электроники, позволившая в комплексе со спектрометрией нейтронов по времени пролета на импульсном реакторе ИБР проводить измерения полных α -ширин нейтронных резонансов до величин $\sim 10^{-9}$ эВ и измерять спектры α -частиц в отдельных резонансах.

Литература

1. J.Kvitek, Yu.P.Popov. Phys.Lett. 22,186(1966)
И.Квитек, Ю.П.Попов. Изв.АН СССР, сер.физ., 30,1371 (1966)
2. Ю.П.Попов, М.Стэмпиньски. Препринт ОИЯИ Р6-3605, Дубна, 1967.
Письма в ЖЭТФ, т.7, в.4, 126 (1968).
3. В.Г.Соловьев, ЯФ 13,48 (1971); В сб. "Структура ядра", стр.77, ОИЯИ Д-6465, Дубна, 1972.
4. G.Gamov. Zeits.Phys. 51,204(1928).
E.V.Condon, R.W.Gurney. Nature 122,439(1928).
5. H.J.Mang. Zeits. Phys. 148,582(1957)
P.J.Brussaard, H.A.Tolhoek. Physica 24,233(1958).
6. K.Narada, E.A.Rauscher. Phys.Rev. 162,818 (1968).
7. С.Г.Кадменский, В.И.Фурман. ЭЧАЯ, т.6, в.2 (1975).
8. Ю.П.Попов, М.Пшитула, Р.Ф.Руми, М.Стэмпиньски, М.Флорек, Ф.И.Фурман. Nuclear Data for Reactors v.I, p.669 IAEA, Vienna, 1970.
9. Ю.П.Попов, Р.Ф.Руми, М.Пшитула, М.Стэмпиньски.
Acta Physica Polonica B4,275(1973).
10. А.Ф.Дадакина. "Бюллетень Информационного центра по ядерным данным" № 3, 226, Атомиздат, Москва, 1967.
11. С.Г.Кадменский, В.Е.Калечиц и др. ЯФ, 10,730 (1969).
12. В.И.Фурман, Ю.П.Попов. В сб. "Нейтронная физика", ч.1, стр.159. Наукова Думка, Киев, 1972.
13. В.Г.Соловьев. ЭЧАЯ, т.3, в.4, стр.770, 1972.
14. H.Farragi, R.Bernas. Compt.rend 234,1684(1952); 235,425(1952).
15. В.Н.Андреев, Ю.П.Попов "Бюллетень Информационного центра по ядерным данным", в.2, стр.5, Атомиздат, Москва, 1965.
16. В.Н.Андреев, С.М.Сироткин. ЯФ, 1,252 (1965).
17. R.D.Macfarlane, J.Almodovar. Phys.Rev. 127,1665(1962).
18. E.Cheifetz et al. Phys.Lett. 1,289(1962); Nucl.Phys. A91, 238(1967).
19. K.Beg, R.D.Macfarlane. Nucl.Phys. A129,571(1969).
20. F.Poortmans et al. Nucl.Phys. 82,331(1966).
21. M.Dakovski et al. Nucl.Phys. A97,187(1967).
22. N.S.Oakey, R.D.Macfarlane. Phys.Lett. 24B,142(1967).
23. K.Okamoto. Nucl.Phys. A141,193(1970).

24. J. Bischof, Z. Dlouhy, J. Kvittek, Yu. P. Popov. Czech. J. Phys. B22, 9(1972).
25. A. Emsalen et al. Nucl. Phys. A231, 437(1974).
26. N. S. Oakey, R. D. Macfarlane. Phys. Lett. 26B, 662(1968).
27. И. Квиттек, Ю. П. Попов, К. Г. Родионов. ПТЭ № 2, 90 (1967).
28. И. Квиттек, Е. И. Нечаева, Ю. П. Попов и др. Сообщение ОИЯИ РЗ-3904, Дубна, 1968.
29. Ю. П. Попов, К. Г. Родионов, Р. Ф. Руми, В. Г. Семенов, М. Стэмпиныски. В сб. "Нейтронная физика", ч. I, стр. 165. Наукова Думка, Киев, 1972.
30. Н. П. Балабанов, Ю. П. Попов, В. Г. Семенов. Сообщение ОИЯИ Р13-6602, Дубна, 1972.
31. Ю. П. Попов, М. Стэмпиныски - ПТЭ № 6, 51 (1969).
32. Ю. П. Попов, М. Шитула, К. Г. Родионов, Р. Ф. Руми, М. Стэмпиныски, В. И. Фурман. ЯФ 13, 913 (1971).
33. Г. П. Жуков, Г. И. Забиякин и др. В сб. "Труды У научно-технической конференции по ядерной электронике" Атомиздат, т. 2, ч. II (1963).
34. R. C. Moxon, R. E. Rae. Nucl. Inst. Meth. 24, 445(1963).
35. Л. Б. Пикельнер и др. ПТЭ, № 2, 48 (1963).
36. J. Kvittek, Yu. P. Popov. Nucl. Phys. A154, 177(1970).
37. Ю. П. Попов, М. Флорек. ЯФ. 9, 1163 (1963).
38. Yu. P. Popov, M. Przytula, R. F. Rumi, M. Stempinski, M. Frontasyeva, Nucl. Phys. A188, 212(1972).
39. П. Винивартер, К. Недведжк, Ю. П. Попов, Р. Ф. Руми, В. И. Салацкий, В. Г. Тимин, В. И. Фурман. Сообщение ОИЯИ РЗ-6754, Дубна, 1972.
40. П. Винивартер, К. Недведжк, Ю. П. Попов, Р. Ф. Руми, В. И. Салацкий, В. И. Фурман. ЯФ 20, 3 (1974).
41. Н. П. Балабанов, Ю. М. Гледенов, Ким Тхе Себ, Ю. П. Попов, В. Г. Семенов, М. Флорек. Сообщение ОИЯИ РЗ-7376, Дубна, 1973.
42. Н. П. Балабанов, Ю. М. Гледенов, Пак Хон Чер, Ю. П. Попов, В. Г. Семенов. Сообщение ОИЯИ РЗ-8653 (1975).
43. Н. П. Балабанов, Ю. М. Гледенов, Ю. П. Попов, М. Флорек, В. И. Фурман. В сб. "Нейтронная физика" ч. 3, стр. 126, Обнинск, 1974.
44. Yu. P. Popov. In : "Nuclear Structure Study with Neutrons" ed. J. Ero, J. Szucs, p. 65, Budapest, 1974.

45. W. Furman, K. Niedzwiedziuk, Yu. Popov, R. Rumi, V. Salatzki, V. Tishin, P. Winiwarter. Phys. Lett. B44, 465(1973).
46. Ю. П. Попов Сообщение ОИЯИ РЗ-8140, Дубна, 1974.
47. J. Kvittek, L. Kosina, Yu. P. Popov. Report UJF 3303F, Rez, Praha, 1974.
48. Л. Боллингер. ЭЧАЯ, т. 2, в. 4, стр. 885 (1972).
49. С. Сосева et al. Nucl. Phys. A170, 153(1971).
50. С. Сосева. Private Communication Alushta, 1974.
51. Ю. П. Попов. ЭЧАЯ, т. 2, в. 4, стр. 925, 1972.

Рукопись поступила в издательский отдел
31 марта 1975 года.