

с-302

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

3 - 11240

СЕМЕНОВ

Владимир Григорьевич

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ (n, α)
НА ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ
С ПОМОЩЬЮ РЕЗОНАНСНЫХ НЕЙТРОНОВ

Специальность: 01.04.16 - физика атомного ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 1978

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна.

Научный руководитель
старший научный сотрудник

доктор физико-математических наук

Ю.П.Попов.

Официальные оппоненты:

старший научный сотрудник

доктор физико-математических наук

Г.В.Мурадян,

старший научный сотрудник

кандидат физико-математических наук

В.Г.Чумин.

Ведущее предприятие:

Институт ядерных исследований АН УССР, г. Киев

Защита диссертации состоится " " _____ 1978 года
в " " часов на заседании специализированного совета Д.047.01.05
при Лаборатории нейтронной физики и Лаборатории ядерных реакций
Объединенного института ядерных исследований (г. Дубна).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Автореферат разослан " " _____ 1978 года

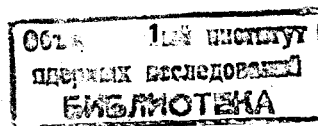
Ученый секретарь специализированного совета

Ю.В.Таран

Актуальность проблемы

Данная работа посвящена изучению (n,α) -реакции на деформированных ядрах, впервые осуществленной с помощью резонансных нейтронов в ЛНФ ОИЯИ при непосредственном участии автора. Исследование этого процесса дает возможность, с одной стороны, анализировать новые характеристики таких сложных состояний, какими являются нейтронные резонансы, а с другой стороны - получать дополнительные сведения относительно самого процесса α -распада.

К настоящему времени из измерений полных и парциальных α -ширин нейтронных резонансов, проведенных для ряда сферических ядер из области массовых чисел $60 < A < 150$, получена интересная физическая информация, позволившая указать на отличие α -распада высоковозбужденных состояний от α -распада основных состояний. Анализ результатов по α -распаду нейтронных резонансов исследованных ядер показал, что поведение α -ширин в общих чертах подчиняется статистической теории ядерных реакций, которая удовлетворительно описывает их флуктуации и позволяет оценить их средние значения. В то же время ряд экспериментальных фактов можно рассматривать в качестве указания на возможное отклонение в поведении α -ширин от статистических закономерностей. Объяснение подобных эффектов может быть дано с привлечением развиваемого в настоящее время полумикроскопического подхода. Измерения α -ширин в широком диапазоне энергий возбуждения позволили получить средние α -ширины и разработать оптическую модель, описывающую взаимодействие глубоко подбарьерных α -частиц с ядром. В связи с этим приобретает важное значение получение новых экспериментальных данных об α -ширинах резонансных уровней и их изменении с энергией возбуждения для возможно более широкого круга ядер. В неисследованной ранее области ядер особый интерес представляет изучение (n,α) -реакции на деформированных ядрах, где наиболее актуальными являются вопросы, касающиеся формы ядер в высоковозбужденных состояниях, а также проявления в этих состояниях вращательных типов возбуждения. В частности, большое значение имеют сведения относительно дополнительных факторов запрета α -распада, связанных с деформацией, которые позволяют оценить вклад ротационных типов возбуждения в распад резонансных состояний. Подобные данные приведут к лучшему пониманию строения деформированных ядер, а также будут способствовать построению единой картины, адекватно описывающей структуру как сферических, так и деформированных ядер. В



рамках этой картины могут появиться аргументы в пользу гипотезы о наличии гигантских оптических максимумов при взаимодействии частиц с ядерным веществом и предположения о поверхностной α -кластеризации ядер.

Научное и прикладное значение

Исследование реакции (n, α) на резонансных нейтронах имеет важное значение для ряда фундаментальных проблем ядерной физики. Сведения относительно α -распада дискретных состояний способствуют развитию теоретических представлений о структуре нейтронных резонансов и приводят, следовательно, к лучшему пониманию строения ядра. Сведения о мнимой части оптического потенциала, получаемые из (n, α) -реакции, могут оказаться полезными при разработке астрофизических концепций, в частности при оценке обратной реакции (α, n) для медленных ядер гелия.

Данные о полных α -ширинах нейтронных резонансов имеют и существенное прикладное значение для оценок радиационных повреждений в конструкционных материалах ядерных реакторов, возникающих в результате накопления ядер гелия, как продукта реакции (n, α) .

Цели исследований

В диссертации представлены первые результаты измерений полных ширин α -распада нейтронных резонансов деформированных ядер из области массовых чисел $150 < A < 190$. Кроме того, что подобные эксперименты дают возможность продвинуться в область ядер, не исследованных ранее, они позволяют:

1. Проверить справедливость положений статистической теории для новой области ядер.
2. Оценить вклад ротационных типов возбуждения в волновую функцию резонансных состояний.
3. Получить сведения относительно факторов запрета α -распада, связанных с возможной разницей в деформациях начального и конечного состояний.
4. Сравнить экспериментальные данные с результатами расчетов согласно имеющимся и разрабатываемым модельным представлениям.

Содержание работы

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. В ней содержится 100 страниц машинописного текста, 30 рисунков, девять таблиц и библиографический список литературы (118 наименований).

Во введении дается краткая характеристика исследований реакции (n, α) , их актуальность, научное и прикладное значение, а также формулируются цели работы.

В первой главе сделан краткий обзор экспериментальных и теоретических исследований α -распада высоковозбужденных состояний атомных ядер.

Альфа-распад высоковозбужденных состояний атомных ядер представляет собой новый, по сравнению с традиционным α -распадом основных состояний, вид α -распада. Возбуждение ядра в результате захвата теплового или резонансного нейтрона позволяет существенно расширить круг α -активных ядер в области $A < 200$, поскольку вероятность вылета α -частицы в этом случае увеличивается на много порядков. При этом появляется возможность исследования для одного ядра α -распада большого числа дискретных состояний с известными квантовыми характеристиками.

При рассмотрении α -распада как квантовомеханического процесса проникновения сформированной внутри ядра α -частицы через потенциальный барьер ядра вероятность α -распада W_α можно представить в виде

$$W_\alpha = f_\alpha \sum_{\ell} P_{\alpha \ell} = \frac{\Gamma_\alpha}{h}, \quad (1)$$

где f_α - вероятность формирования α -частицы, $P_{\alpha \ell}$ - проникаемость потенциального барьера ядра для α -частицы с орбитальным моментом ℓ , вылетающей в результате распада на состояние f конечного ядра, Γ_α - полная α -ширина уровня составного ядра.

Статистическая теория связывает вероятность формирования α -частицы f_α со средним расстоянием $\langle D^2 \rangle$ между уровнями составного ядра с данным значением спина J :

$$f_\alpha^{\text{ст.}} = \frac{\langle D^2 \rangle}{2\pi} \sum_{\ell} P_{\alpha \ell}. \quad (2)$$

Следует отметить, что вследствие высокого кулоновского барьера для α -частиц в средних и тяжелых ядрах (даже в наиболее благоприятных в смысле поиска реакции (n, α) величины проникаемостей $P_{\alpha \ell}$ крайне малы ($10^{-6} < P_{\alpha \ell} < 10^{-12}$), что приводит к малым значениям Γ_α .

Дальнейшее совершенствование теории α -распада компаунд-состояний привело к описанию этого процесса на основе оптической модели. В применении к α -распаду высоковозбужденных состоя-

ний теоретическое значение средней α -ширины дается выражением

$$\Gamma_{\alpha}^{\text{OM.}} = \frac{\langle D^2 \rangle}{2\pi} \sum_{fl} T_{\alpha fl}^2, \quad (3)$$

где $T_{\alpha fl}^2$ - коэффициенты прилипания оптической модели.

С развитием идеологии поверхностной α -кластеризации ядер стало возможным анализировать экспериментальные данные по α -распаду с позиций кластерной модели, в соответствии с которой значение полной α -ширины может быть представлено в виде

$$\Gamma_{\alpha}^{\text{KM.}} = \Gamma_{\alpha \text{ кл.}}^2 \frac{\langle D^2 \rangle}{D_0}, \quad (4)$$

где $\Gamma_{\alpha \text{ кл.}}$ - полная кластерная ширина резонансного уровня, образующегося при рассеянии α -частиц на вещественной части соответствующего оптического потенциала, D_0 - расстояние между кластерными уровнями.

Анализ экспериментальных данных по α -распаду высоковозбужденных состояний ввиду сложности распадающихся состояний до сих пор проводится, в основном, в рамках статистической теории, с точки зрения которой важную роль играют средние характеристики и закономерности распределения парциальных ширин от резонанса к резонансу. Как правило, распределения ширин описываются χ^2 -распределением с величиной $\nu_{\text{эф.}}$ - эффективным числом степеней свободы в качестве параметра.

Для полных α -ширин

$$\nu_{\text{эф.}}^{\text{теор.}} = \left(\sum_{fl} P_{\alpha fl} \right)^2 / \sum_{fl} P_{\alpha fl}^2. \quad (5)$$

Исследование деформированных ядер имеет свои особенности, создающие дополнительные трудности при поиске реакции (n, α) . В частности, значения α -ширин деформированных ядер из области $150 < A < 190$, в соответствии с расчетами по статистической теории, на $1 \div 3$ порядка ниже α -ширин для сферических ядер из области $60 < A < 150$, исследованных ранее. Последнее предполагает при постановке экспериментов повышение чувствительности методики обнаружения (n, α) - реакции.

Во второй главе проводится сравнительный анализ известных методов регистрации α -частиц из реакции (n, α) , обосновывается необходимость дальнейшего повышения чувствительности детекторов, а также дается описание конструкции и параметров разработанного автором детектора α -частиц.

Исследование (n, α) -реакции на нейтронах резонансных энергий связано со значительными методическими трудностями, к числу которых кроме чрезвычайно малых выходов (n, α) - реакции следует отнести малость потоков резонансных нейтронов и сильную конкуренцию со стороны реакции радиационного захвата. Указанные факторы предъявляют к детекторам, предназначенным для регистрации α -частиц из реакции (n, α) , весьма специфические требования, а именно:

1. Большая площадь мишеней, позволяющая использовать значительные (несколько десятков грамм) количества исследуемого вещества при толщине мишеней порядка нескольких $\text{мг} \cdot \text{см}^{-2}$ (из-за малого пробега α -частиц в веществе).

2. Высокая эффективность к α -частицам при низкой эффективности к γ -квантам.

3. Низкий собственный фон детектора и способность к длительной, стабильной работе в мощных полях нейтронов и γ -квантов.

Как указывалось выше, расчетные оценки полных α -ширин ядер из области $150 < A < 190$ существенно ниже, чем для ядер из области $60 < A < 150$. Попытки обнаружения (n, α) - реакции в этой области с помощью детекторов, использовавшихся ранее в экспериментах на сферических ядрах, не привели к положительным результатам. В связи с этим возникла необходимость создания нового детектора α -частиц, который, отвечая специфике исследования (n, α) - реакции, позволил бы расширить круг исследуемых ядер, а также получить дополнительную информацию на ядрах, уже исследованных к настоящему времени. Анализ различных типов детекторов привел к системе многоклеточных пропорциональных счетчиков в качестве принципиальной основы нового детектора α -частиц.

Разработанная многосекционная пропорциональная камера (рис. I) содержит восемь двойных секций, смонтированных в вакуумированном корпусе. Чувствительный объем каждой секции ограничен плоскими электродами, которые одновременно являются подложками мишеней. Высоковольтные электроды, выполненные в виде натянутых на кольца вольфрамовых нитей, служат также коллекторами для съема сигнала. Электростатический экран-сетка разграничивает каждую секцию на два самостоятельных чувствительных объема, обладая при этом высокой прозрачностью к α -частицам, вылетающим из мишеней. Импульсы, создаваемые α -частицами в обеих половинах чувствительного объема секции, усиливаются и суммируются. Дискриминация суммарного импульса позволяет отбирать информацию для дальнейшего

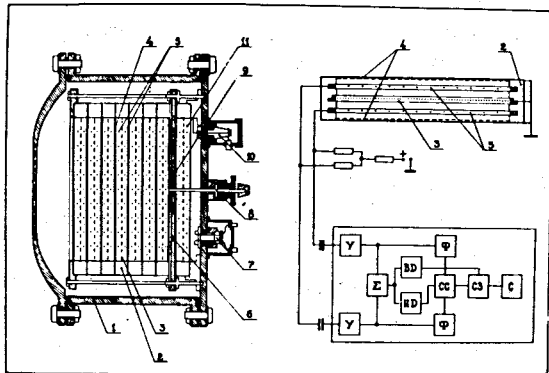


Рис. 1. Многосекционная пропорциональная камера. Конструкция и блок-схема электронной аппаратуры.

анализа в заданном амплитудном окне и обеспечивает исключение импульсов от γ -квантов. Введение логических схем совпадений и запрета увеличивает число критериев отбора, при этом снижается собственный фон детектора.

Разработанный детектор α -частиц имеет следующие параметры:

1. Площадь мишеней, позволяющая использовать до 100 г исследуемого вещества, $\sim 1,3 \cdot 10^4 \text{ см}^2$.
2. Собственный фон $\sim 6 \cdot 10^{-3} \text{ имп. час}^{-1} \text{ см}^{-2}$ в интервале энергий α -частиц 4-10 МэВ.
3. Эффективность к α -частицам из реакции (n, α) в геометрии 2π $\sim 90\%$ без совпадений и $\sim 50\%$ с совпадениями между половинами чувствительного объема секции.
4. Эффективность к γ -квантам $\sim 10^{-7}\%$, причем она может быть снижена дискриминацией в 10 ± 20 раз. Эффективность регистрации α -частиц при этом уменьшается не более чем на 10%.
5. Пропорциональная камера позволяет совмещать в одном объеме детекторы α -частиц и γ -квантов, что дает возможность проводить параллельные измерения выходов γ -квантов из реакции радиационного захвата.
6. Детектор сравнительно прост по конструкции, компактен, удобен в эксплуатации и достаточно стабилен при длительной (~ 300 часов) работе.
7. Многопараметровый отбор информации позволяет производить регистрацию α -частиц в широком амплитудном окне. Последнее дает

возможность использовать толстые (до $10 \text{ мг} \cdot \text{см}^{-2}$) мишени. Это повышает выход α -частиц, что существенно при измерении параметров резонансов с хорошим разрешением по энергии нейтронов на больших пролетных расстояниях, а также при поисках (n, α) -реакции на новых ядрах, имеющих выходы α -частиц, меньшие по сравнению с уже исследованными.

В третьей главе описаны экспериментальные исследования реакции (n, α) на деформированных ядрах и метод обработки полученных результатов.

В экспериментах по поиску реакции (n, α) на деформированных ядрах в качестве мишеней использовались обогащенные изотопы ^{155}Gd ; ^{157}Gd ; ^{171}Yb и ^{177}Hf , а также естественные смеси изотопов европия и осмия. Использование четно-нечетных (за исключением ^{151}Eu) ядер-мишеней позволяло за счет энергии спаривания налетающего нейтрона получить дополнительную энергию возбуждения ядра, а следовательно, и большую вероятность вылета α -частицы. Измерения проводились с использованием метода времени пролета в режиме совместной работы линейного ускорителя электронов и импульсного реактора ОИЯИ в качестве бустера. В таблице I представлены характеристики мишеней, а также некоторые сведения об условиях конкретных экспериментов.

В результате проведенных экспериментов был обнаружен α -распад резонансных состояний ядер ^{152}Eu ; ^{156}Gd ; ^{171}Yb и ^{177}Hf . Для ядер ^{158}Gd , ^{188}Os и ^{190}Os даны верхние оценки эффекта. На рис. 2 и 3 приведены зависимости выходов α -частиц от энергии

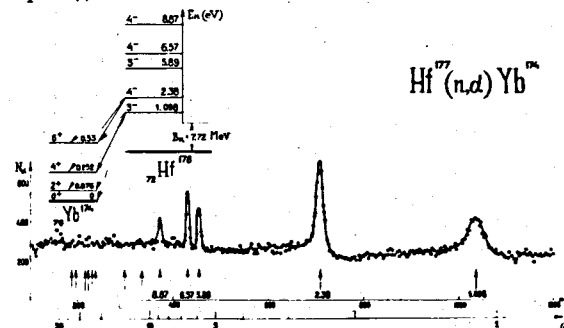


Рис. 2. Зависимость выхода α -частиц от энергии нейтронов в реакции $^{177}\text{Hf}(n, \alpha)^{174}\text{Yb}$.

Таблица I

| Ядро-мишень | Вид соединения | Содержание изо-топа (%) | E_{α} (МэВ) | Полная площадь мишени (см ²) | Толщина слоя мишени (мг/см ²) | Временное разрешение (мкс. м ⁻¹) | Время измерения (час) |
|----------------------------|--------------------------------|-------------------------|--------------------|------------------------------------------|-------------------------------------------|----------------------------------------------|-----------------------|
| ¹⁵¹ Eu | Eu ₂ O ₃ | 47,8 (ж) | 7,60 | 3200 | 5,0 | 0,19 | 100 |
| ¹⁵⁵ Gd | Gd ₂ O ₃ | 83,3 88,0 | 7,90 | 5100 | 7,3 | 0,13 | 120 |
| ¹⁵⁷ Gd | Gd ₂ O ₃ | 92,3 | 7,66 | 5100 | 7,2 | 0,13 | 240 |
| ¹⁷¹ Yb | Yb ₂ O ₃ | 90,2 | 9,60 | 3400 | 7,9 | 0,13 | 410 |
| ¹⁷⁷ Hf | Hf ₂ O ₃ | 85,4 | 9,70 | 4800 | 3,5 | 0,13 | 180 |
| ¹⁸⁷ Os | металл | 1,6 (ж) | 10,84 | 6800 | 9,1 | 0,13 | 180 |
| ¹⁸⁹ Os | металл | 16,1 (ж) | 10,85 | 6800 | 9,1 | 0,13 | 180 |
| ¹⁴⁷ Sm (калибр) | Sm ₂ O ₃ | 96,4 | 9,80 | 850 | 5,2 | 0,19 0,13 | - |

(ж) - образцы представляли собой естественную смесь изотопов

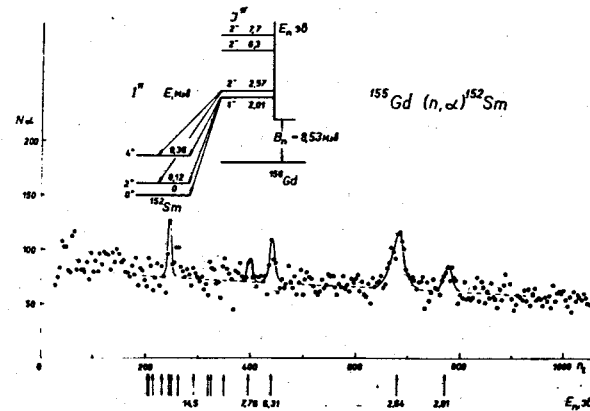


Рис. 3. Зависимость выхода α -частиц от энергии нейтронов в реакции ¹⁵⁵Gd(n, α)¹⁵²Sm нейтронов в реакциях ¹⁷⁷Hf(n, α)¹⁷⁴Yb и ¹⁵⁵Gd(n, α)¹⁵²Sm.

Обработка полученных результатов проводилась относительным методом с помощью нормировки на резонансы калибровочного элемента ¹⁴⁷Sm с известными α -ширинами. Значения полных α -ширин вычислялись по формуле

$$\Gamma_{\alpha}^x = \frac{\sum N_{\alpha}^x \cdot \Phi^k \cdot A^k \cdot \Gamma^x \cdot \epsilon^k \cdot \Gamma_{\alpha}^k}{\sum N_{\alpha}^k \cdot \Phi^x \cdot A^x \cdot \Gamma^k \cdot \epsilon^x}, \quad (6)$$

где $\sum N_{\alpha}^x$ и $\sum N_{\alpha}^k$ - суммы отсчетов детектора α -частиц за вычетом фона в пределах, соответствующих границам резонансов; Φ^x и Φ^k - потоки нейтронов в пределах резонансов; A^x и A^k - площади соответствующих резонансов на кривой пропускания; Γ^x , Γ^k , Γ_{α}^x и Γ_{α}^k - полные и α -ширины резонансов. Индексами "x" и "k" обозначены величины, относящиеся к резонансам исследуемого и калибровочного изотопов, соответственно.

Четвертая глава посвящена обсуждению полученных значений полных α -ширин деформированных ядер с точки зрения теоретических представлений.

При переходе к исследованию деформированных ядер можно ожидать некоторых особенностей в поведении полных α -ширин. В этом плане представляет интерес анализ экспериментальных данных с точки зрения общих закономерностей распада комбинаций состояний, опи-

сываемых статистической теорией, а также их сравнение с расчетными значениями.

В таблице 2 приведены экспериментальные средние значения полных α -ширин $\langle \Gamma_{\alpha} \rangle_{\text{экс.}}$ исследованных деформированных ядер. Погрешность в определении $\langle \Gamma_{\alpha} \rangle_{\text{экс.}}$ включает в себя как погрешность эксперимента, так и погрешность, вызванную ограниченным набором N измеренных α -ширин. В таблице 2 приведены также значения $\langle \Gamma_{\alpha} \rangle_{\text{теор. ом.}}$ и $\langle \Gamma_{\alpha} \rangle_{\text{теор. км.}}$, рассчитанные по оптической и кластерной моделям, и величины $\check{V}_{\text{эф.}}^{\text{теор.}}$, рассчитанные с использованием проницаемостей кластерной модели.

Как известно, деформированные ядра характеризуются высокой плотностью уровней вблизи основного состояния. Так как проницаемость кулоновского барьера быстро падает с уменьшением энергии α -частиц, то полные α -ширины определяются, главным образом, переходами на низшие уровни дочернего ядра, в нашем случае - уровни основной ротационной полосы. Следовательно, по распределению α -ширин, характеризующемуся параметром $\check{V}_{\text{эф.}}$, в области деформированных ядер можно судить о наличии корреляции парциальных α -ширин для переходов на уровни, являющиеся членами этой полосы. При наличии корреляции с коэффициентом $r = 1$ распределение полных α -ширин будет стремиться к распределению типа χ^2 с $\check{V}_{\text{эф.}} = 1$ (распределению Портера-Томаса), а при отсутствии корреляции ($r = 0$) величина $\check{V}_{\text{эф.}}$ может достигать 4 ± 5 . Таким образом, получение экспериментального значения $\check{V}_{\text{эф.}}^{\text{экс.}}$ может способствовать выяснению структуры компаунд-состояний, в частности оценке вклада ротационных типов возбуждения в волновую функцию резонансных состояний деформированных ядер.

Пока наши экспериментальные данные не позволяют определить значение $\check{V}_{\text{эф.}}^{\text{экс.}}$ с достаточной точностью из-за малого количества измеренных α -ширин. Тем не менее нами была сделана попытка получить информацию о распределении полных α -ширин для набора ядер с близкими значениями $\check{V}_{\text{эф.}}^{\text{теор.}}$ с целью грубой проверки справедливости положения статистической теории о независимости флуктуаций приведенных α -ширин в отдельных каналах при переходе от резонанса к резонансу. Для этого рассматривалось распределение некоторой величины $\Gamma^* = 2q \Gamma_{\alpha}^{\text{экс.}} / \langle D^J \rangle \sum_{\tau} P_{\alpha} \tau e$, для которой введение среднего расстояния между уровнями с данным спином $\langle D^J \rangle$ позволило, в известной степени, исключить влияние индивидуальных характеристик ядер. Проверка справедливости подобной процедуры осу-

Таблица 2.

| Ядро-милень | J^{π} | Число резонансов N | $\langle \Gamma_{\alpha} \rangle_{\text{экс.}}$ (эВ) | $\langle \Gamma_{\alpha} \rangle_{\text{теор. ом.}}$ (эВ) | $\langle \Gamma_{\alpha} \rangle_{\text{теор. км}}$ (эВ) | $\check{V}_{\text{эф.}}^{\text{теор.}}$ |
|-------------------|-----------|----------------------|------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------|-----------------------------------------|
| ^{151}Eu | 2^+ | - | - | - | - | - |
| | 3^+ | 1 | $(2,5 \pm 1,5) \cdot 10^{-10}$ | $(0,89 \pm 0,25) \cdot 10^{-10}$ | $(4,3 \pm 1,2) \cdot 10^{-10}$ | 3,4 |
| ^{155}Gd | 1^- | 1 | $(0,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-9}$ | $(3,2 \pm 0,5) \cdot 10^{-9}$ | $(1,7 \pm 0,3) \cdot 10^{-9}$ | 2,6 |
| | 2^- | 3 | $(0,7 \pm 0,4) \cdot 10^{-9}$ | $(0,95 \pm 0,16) \cdot 10^{-9}$ | $(0,5 \pm 0,1) \cdot 10^{-9}$ | 2,0 |
| ^{157}Gd | 1^- | - | - | - | - | - |
| | 2^- | (3) | $\leq 2,3 \cdot 10^{-9}$ | $(1,6 \pm 0,2) \cdot 10^{-12}$ | $(8,6 \pm 1,1) \cdot 10^{-12}$ | 2,7 |
| ^{171}Yb | 0^- | (2) | $\leq 5,0 \cdot 10^{-8}$ | $(6,8 \pm 0,5) \cdot 10^{-11}$ | $(6,1 \pm 0,5) \cdot 10^{-11}$ | - |
| | 1^- | 4 | $(1,9 \pm 0,8) \cdot 10^{-8}$ | $(2,32 \pm 0,2) \cdot 10^{-8}$ | $(6,2 \pm 0,5) \cdot 10^{-9}$ | 2,9 |
| ^{177}Hf | 3^- | 3 | $(2,1 \pm 0,8) \cdot 10^{-8}$ | $(8,1 \pm 1,1) \cdot 10^{-9}$ | $(6,1 \pm 0,8) \cdot 10^{-9}$ | 4,6 |
| | 4^- | 3 | $(2,2 \pm 0,8) \cdot 10^{-8}$ | $(3,0 \pm 0,4) \cdot 10^{-9}$ | $(2,2 \pm 0,3) \cdot 10^{-9}$ | 3,7 |
| ^{187}Os | 0^- | - | - | - | - | - |
| | 1^- | (3) | $\leq 4 \cdot 10^{-7}$ | $(3,7 \pm 0,7) \cdot 10^{-9}$ | $(6,0 \pm 0,9) \cdot 10^{-9}$ | - |
| ^{189}Os | 1^- | (4) | $\leq 2 \cdot 10^{-8}$ | $(8,9 \pm 1,8) \cdot 10^{-11}$ | $(9,2 \pm 1,4) \cdot 10^{-11}$ | - |
| | 2^- | (3) | $\leq 1,4 \cdot 10^{-8}$ | $(2,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-11}$ | $(2,6 \pm 0,4) \cdot 10^{-11}$ | - |

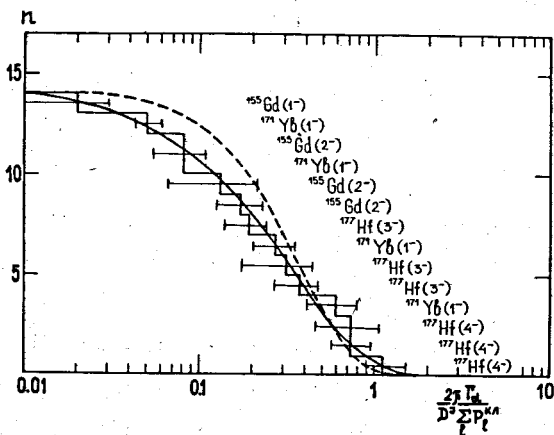


Рис. 4. Распределение величины $2\sqrt{I} \Gamma_{\alpha}^{экс} / \langle D^2 \rangle \sum_{f \ell} P_{\alpha f \ell}$ для полных экспериментальных α -ширин резонансов деформированных ядер (гистограмма):

- χ^2 -распределение с $\nu = 2$ (сплошная кривая)
- χ^2 -распределение с $\nu = 4$ (пунктирная кривая).

шестьдесят на α -ширинах резонансных уровней изотопов самария. На рис. 4. представлено распределение величины Γ^* для деформированных ядер ^{155}Gd , ^{171}Yb и ^{177}Hf с близкими значениями $\nu_{эф.}^{теор.}$. Среднее значение $\nu_{эф.}^{теор.}$ для этих ядер по расчетам с использованием проницаемостей кластерной модели равно 3,8. Приведенное распределение (гистограмма) описывается χ^2 -распределением с $\nu = 2$ (сплошная кривая), но в то же время нельзя утверждать, что эксперимент противоречит χ^2 -распределению с $\nu = 4$ (пунктирная кривая). Таким образом, полученный результат не позволяет однозначно решить вопрос о наличии корреляций в α -переходах на уровне ротационной полосы. К сожалению, распределение Γ^* имеет значительную погрешность, возникающую в основном за счет малого числа измеренных α -ширин, а также за счет погрешностей в определении $\Gamma_{\alpha}^{экс.}$. Поэтому выводы относительно распределения Γ^* для деформированных ядер, в частности предположение, что $\Gamma < I$, носят пока качественный характер и нуждаются в подтверждении на основании более обширного статистического материала.

Существенный интерес представляет вопрос о влиянии деформа-

ции ядер на вероятность α -распада нейтронных резонансов. Некоторую информацию об этом может дать сравнение экспериментальных средних α -ширин с расчетными значениями (таблица 2). Из представленных данных следует, что в первом приближении не наблюдается значительного расхождения экспериментальных и теоретических результатов. Последнее можно рассматривать в качестве косвенного доказательства отсутствия существенных факторов запрета, характерных для α -распада нейтронных резонансов деформированных ядер. Следует отметить, что как оптическая, так и кластерная модели разработаны для сферических ядер и не учитывают деформацию. На рис.5

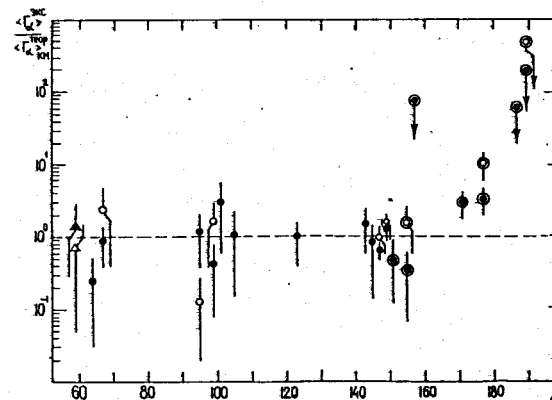


Рис. 5. Зависимость отношений $\langle \Gamma_{\alpha} \rangle^{экс.} / \langle \Gamma_{\alpha} \rangle_{км.}^{теор.}$ от атомного номера. Светлыми кружками обозначены значения $\langle \Gamma_{\alpha} \rangle^{экс.} / \langle \Gamma_{\alpha} \rangle_{км.}^{теор.}$ для четных значений спинов распадающихся состояний. Двойными кружками обозначены значения $\langle \Gamma_{\alpha} \rangle^{экс.} / \langle \Gamma_{\alpha} \rangle_{км.}^{теор.}$, полученные на основании данных настоящей работы.

представлены значения отношений $\langle \Gamma_{\alpha} \rangle^{экс.} / \langle \Gamma_{\alpha} \rangle_{км.}^{теор.}$ в зависимости от массового числа для всех ядер, исследованных ко времени окончания измерений на деформированных ядрах. Если рассмотреть среднее значение этого отношения для областей сферических ($60 < A < 150$) и деформированных ($150 < A < 190$) ядер, то имеем соответственно $1,2 \pm 0,4$ и $3,7 \pm 1,7$. Последнее может свидетельствовать как о некорректности применения расчетов, развитых для сфе-

рических ядер, к анализу данных, полученных на деформированных ядрах, так и о возможном влиянии несферичности ядра на вероятность α -распада высоковозбужденных состояний.

Отметим также эффект, обнаруженный у ядер ^{155}Gd и ^{177}Hf , для которых измерены α -ширины резонансов с различными спинами. Для распадающихся состояний с четными значениями спина $2^- (^{156}\text{Gd})$ и $4^- (^{178}\text{Hf})$ переход в основное состояние дочернего ядра запрещен правилами отбора. Из сравнения отношений $\langle \Gamma_\alpha \rangle^{\text{эксп.}} / \langle \Gamma_\alpha \rangle^{\text{теор. км.}}$ для четных и нечетных значений спина следует некоторое усиление вероятности α -распада на однофононное состояние 2^+ дочерних ядер по сравнению с α -переходами в основное состояние. Это усиление составляет величину $4,5 \pm 2,5$ для ^{156}Gd и $3,0 \pm 1,5$ для ^{178}Hf . Этот факт можно рассматривать как экспериментальное указание на справедливость предсказания полумикроскопической модели и, следовательно, на возможность отклонения в поведении полных α -ширин от статистических закономерностей.

В заключении сформулированы основные результаты диссертационной работы:

1. Разработан и изготовлен новый детектор для регистрации α -частиц из реакции (n, α) на резонансных нейтронах, параметры которого позволили перенести экспериментальное исследование реакции (n, α) в область ядер, недоступных для ранее использовавшихся детекторов.

2. Впервые получены значения полных α -ширин для 15 нейтронных резонансов ядер ^{151}Eu ; ^{155}Gd ; ^{171}Yb ; ^{177}Hf . Для ядер ^{157}Gd ; ^{187}Os и ^{189}Os даны верхние оценки полных α -ширин. Измеренные значения полных α -ширин в 10 ± 100 раз меньше полученных до настоящей работы.

3. На основании анализа экспериментальных результатов сделан вывод о применимости, в общих чертах, представлений статистической теории к α -распаду высоковозбужденных состояний деформированных ядер.

4. Сравнение полученных экспериментальных результатов с теоретическими расчетами, выполненными на основе оптической и кластерной моделей, разработанных для сферических ядер, привело к определенным расхождениям в области деформированных ядер, однако однозначная интерпретация этого факта представляется пока невозможной.

5. Как указание на возможное отклонение в поведении полных α -ши-

рин деформированных ядер от статистических закономерностей, отмечается некоторое усиление приведенных α -переходов в первое возбужденное состояние дочернего ядра для составных ядер ^{156}Gd и ^{178}Hf . Этот эффект рассматривается в качестве экспериментально-го подтверждения предсказания полумикроскопической модели.

Основные результаты диссертации были представлены в докладах на Международной конференции по изучению структуры ядра с помощью нейтронов (Будапешт, 1972), а также на I-III Всесоюзных конференциях по нейтронной физике и опубликованы в работах:

1. Ю.П. Попов, В.Г. Семенов, М. Флорек. ОИЯИ, РЗ-5875. Дубна (1971).
2. Ю.П. Попов, В.К. Родионов, Р.Ф. Руми, В.Г. Семенов, М. Стэмпицкий, М. Флорек. В сб. "Нейтронная физика", ч. I, стр. 165. "Наукова Думка" Киев (1972).
3. Ю.П. Попов, М. Пшитула, Р.Ф. Руми, В.Г. Семенов, М. Стэмпицкий, М. Флорек, В.И. Фурман. В сб. "Нейтронная физика", ч. I, стр. 151. "Наукова Думка" Киев (1972).
4. Н.П. Балабанов, Ю.П. Попов, К.Г. Родионов, В.Г. Семенов. ОИЯИ, Р-13-6602, Дубна (1972).
5. N. P. Balabanov, Yu. V. Popov, V. G. Semenov. Contributions Conf. Nucl. Structure Study with Neutrons, V4, p.140, Budapest (1972).
6. Н.П. Балабанов, Ю.М. Гледенов, Ким Тхе Себ, Ю.П. Попов, В.Г. Семенов, М. Флорек. ОИЯИ, РЗ-7376, Дубна (1973).
7. Н.П. Балабанов, Ю.М. Гледенов, Ким Тхе Себ, Ю.П. Попов, В.Г. Семенов. В сб. "Нейтронная физика", т. 2, стр. 148. Обнинск (1974).
8. Н.П. Балабанов, Ю.М. Гледенов, Пак Хон Чер, Ю.П. Попов, В.Г. Семенов. ОИЯИ, РЗ-8653, Дубна (1975).
9. Н.П. Балабанов, Ю.М. Гледенов, Пак Хон Чер, Ю.П. Попов, В.Г. Семенов, Ф.И. Фурман. В сб. "Нейтронная физика", т. 4, стр. 60, М. (1976).

Рукопись поступила в издательский отдел
6 января 1976 года.