

C 17



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

УДК 539.171.4

3-88-12

САМОСВАТ
Георгий Сергеевич

ИССЛЕДОВАНИЯ
АНИЗОТРОПИИ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ
ПРОМЕЖУТОЧНЫХ НЕЙТРОНОВ

Специальность: 01.04.16 - физика атомного ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени доктора физико-математических наук

Дубна 1988

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики
Объединенного института ядерных исследований

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
профессор

НИКОЛАЕВ М.Н.

доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник

МУРАДЯН Г.В.

доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник

ГАНГРСКИЙ Ю.П.

Ведущая организация - Институт ядерных исследований
Академии наук СССР (г.Москва)

Защита состоится " " 198 г. в " " часов
на заседании специализированного совета Д 047.01.05
при Лаборатории нейтронной физики и Лаборатории ядерных реакций
Объединенного института ядерных исследований (г.Дубна Москов-
ской области)

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ

Автореферат разослан " " 198 г.

Ученый секретарь
специализированного совета

ТАРАН Ю.В.

I. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Цель работы заключалась в том, чтобы, измеряя анизотропию ядерного упругого рассеяния промежуточных нейтронов (т.е. нейтронов с энергиями от единиц до сотен кэВ), отделить друг от друга вклады S - и p -волн и на этой основе получить новые сведения о взаимодействии p -нейтронов с ядрами, малодоступные исследованиям другими методами:

- 1) относительные вклады спиновых каналов в p -резонансах (т.е. параметры смесей каналов);
- 2) амплитуды p -рассеяния на A -нечетных и соседних четно-четных ядрах;
- 3) средние p -нейтронные параметры ядер - силовые функции и фазы потенциального рассеяния.

Актуальность исследований обусловлена тем, что имеющаяся сейчас информация о нейтронно-ядерном взаимодействии относится в основном либо к S -нейтронам (при малых энергиях), либо к нейтронам с энергией выше ~ 1 МэВ без разделения их по парциальным волнам. Кроме того, выделение p -взаимодействия при промежуточных энергиях актуально также потому, что оно позволяет изучать такие не присущие S -нейтронам явления, как смешивание спиновых каналов и спин-орбитальное расщепление гигантских одночастичных резонансов.

Базовая установка и методика. Основные измерения проводились на пучке импульсного реактора ИБР-30, работавшего в бустерном режиме с инжектором электронов ЛУЭ-40. Изучаемый образец-рассеиватель помещался в нейтронном пучке на времяпроблетной базе 250 м от реактора, а рассеянные им нейтроны регистрировались перемещаемым по углу детектором в виде батареи пропорциональных ^3He -счетчиков. Управление экспериментом, накопление информации и контроль ее качества осуществлялись с помощью мини-ЭВМ МЭРА-60-30.

Научная новизна работы определяется двумя факторами. Во-первых, способ получения результатов - по анизотропии упругого рассеяния - для области промежуточных энергий почти не применялся ранее. Во-вторых, сами результаты в подавляющем большинстве своем получены впервые. И то, и другое составляет одно из новых направлений нейтронной спектроскопии.

Научная и практическая ценность. Разработан способ определения нового параметра нейтронных резонансов – смеси спиновых каналов. Без знания этого параметра невозможно полное описание свойств так называемых "двухканальных" нейтронных резонансов, необходимое, например, в проблеме несохранения пространственной четности в p -резонансах. Изучение корреляций между спиновыми каналами важно для выяснения спиновой зависимости ядерных сил. Описываемый способ, предназначенный для резонансов в килоэлектронвольтовой области энергий, радикально расширил возможности изучения вкладов спиновых каналов, так как другой способ – по анизотропии γ -лучей нейтронного захвата – применим практически только в электронвольтовой области.

Для микроскопических расчетов свойств ядер необходимо знание межуclidонного взаимодействия в ядерной среде, которое может существенно отличаться от соответствующего взаимодействия в вакууме. С этой точки зрения представляло несомненный научный интерес сравнить амплитуды p -рассеяния промежуточных нейтронов на четно-четных ядрах и соседних ядрах с одним неспаренным нуклоном, с которым налетающий нейтрон, обмениваясь одним π -мезоном, взаимодействует на большем расстоянии, чем со спаренными нуклонами. Полученная верхняя оценка вклада однопionного обмена в p -рассеяние на ядрах с $A \geq 90$ может оказаться полезной как при теоретических расчетах, так и при планировании новых подобных экспериментов.

В описываемых исследованиях усредненных по резонансам дифференциальных сечений упругого рассеяния родился новый метод определения нейтронных силовых функций. В отличие от известных ранее трех других методов – по параметрам отдельных резонансов, по средним полным сечениям и сечениям радиационного захвата – для p -нейтронов этот метод позволяет раздельно определить силовые функции в каналах $P_{1/2}$ и $P_{3/2}$, а также с хорошей точностью получить параметры потенциального p -рассеяния. Использование метода на реакторе ИБР-30 привело к ряду новых результатов, в том числе к первому непосредственному наблюдению спин-орбитального расщепления $3p$ -максимума нейтронной силовой функции и установлению резко немоного изменения фаз p -рассеяния с массовым числом A рассеивающего ядра. Результаты по средним нейтронным параметрам, полученные для 34 ядер из диапазона $48 < A < 144$, легко интерполируются на любые ядра из этого диапазона масс, что определенно может быть полезным для практических целей. Может также найти практическое применение разработанный способ неразрушающего анализа вещества на примесь атомов водорода по анизотропии рассеяния медленных нейтронов.

Положения и результаты, внесенные на защиту

1. Теоретические результаты

1.1. Получены выражения дифференциального сечения упругого рассеяния нейтронов ядрами в окрестности изолированного s - и p -резонанса с учетом потенциального рассеяния в представлениях спина канала и полного момента нейтрона.

1.2. В приближении неперекрывающихся резонансов сечение предыдущего пункта в представлении полного момента нейтрона усреднено по интервалу энергии, содержащему много резонансов, для случая четно-четных ядер-мишеней.

1.3. Сечение предыдущего пункта обобщено на мишени произвольного спина. Оно записано для шести предельных случаев корреляции между смешивающимися каналами $P_{1/2}$ и $P_{3/2}$.

1.4. В R -матричном описании сечений применены новые граничные условия, дающие целый ряд преимуществ.

1.5. Введено новое понятие о радиусе рассеяния с орбитальным моментом $\ell > 0$.

1.6. Для четно-четных мишеней поляризация нейтронов при рассеянии выражена через силовые функции и фазы рассеяния.

2. Методические результаты

2.1. Создана автоматизированная установка для измерения по времени пролета спектров нейтронов с энергиями до ~ 500 кэВ, рассеянных образцом на разные углы между 40 и 140° .

2.2. Разработана методика для определения дифференциальных сечений упругого рассеяния.

2.3. Предложен и реализован метод неразрушающего количественного анализа вещества на примесь ядер водорода с чувствительностью и точностью порядка тысячных долей ядра на ядро на основе измерения анизотропии упруго рассеянных нейтронов с энергиями ~ 1 -200 эВ.

3. Результаты по определению смесей спиновых каналов

3.1. Разработан метод определения относительных вкладов спиновых каналов в нейтронные ширины p -резонансов.

3.2. Определены смеси каналов для двух резонансов ^{19}F и десяти резонансов ^{89}Y (из полного числа девятнадцати резонансов с известными смесями).

4. Выполнены эксперименты по поиску эффекта однопionного обмена при рассеянии нейтронов ядрами; показано, что для ядер с $A \geq 90$ вклад такого обмена в радиус p -рассеяния не превышает $\pm 0,5$ фм.

5. Результаты по средним дифференциальным сечениям рассеяния

5.1. Сечения измерены для 20 элементов и 14 изотопов в диапазоне $48 < A < 144$ при энергиях нейтронов от единиц до ~ 400 кэВ.

5.2. Для всех исследованных ядер определены экспериментальные значения нейтронных силовых функций для $p_{1/2}$ - и $p_{3/2}$ -нейтронов и параметров потенциального рассеяния для p -нейтронов.

5.3. Осуществлено прямое наблюдение спин-орбитального расщепления несвязанного одночастичного состояния $3p$ на $3p_{1/2}$ и $3p_{3/2}$, что проявилось в несовпадении максимумов соответствующих силовых функций на шкале A ; полученное расщепление $\Delta A = 13 \pm 4$ несколько превышает величину, фигурирующую в большинстве оптико-модельных расчетов.

5.4. В зависимости от A обнаружен глубокий минимум потенциального p -рассеяния при $A = 80+90$, где фаза может принимать аномальный положительный знак; с увеличением A от 90 до 110 рассеяние p -нейтронов резко возрастает, достигая максимума в районе $A = 120$.

5.5. С привлечением литературных поляризационных данных получено указание на спин-орбитальное расщепление фаз потенциального p -рассеяния, согласующееся с таковым для силовых функций только качественно ($\Delta A \sim 5$ при погрешности того же порядка).

5.6. Для девяти нечетных ядер обнаружено систематическое отличие анизотропии рассеяния ω_2 по сравнению с четно-четными ядрами, связанное с отличным от нуля спином и смешиванием спиновых каналов.

5.7. Для исследованных ядер в пределах ошибок ни силовые функции, ни радиусы рассеяния не зависят от спина ядра-мишени.

5.8. По-видимому, можно утверждать о наблюдении нестатистического эффекта корреляции между смешивающимися каналами в p -резонансах Rh и Sb ; для исследованных пяти мишеней со спином $1/2$ в случае заметной корреляции ширины должна иметь место антикорреляция знаков их амплитуд.

Апробация работы и публикации. Результаты включенных в диссертацию исследований неоднократно докладывались на различных всесоюзных и международных конференциях, где были с большим интересом встречены научной общественностью. Материалы, вошедшие в диссертацию, опубликованы в 22 печатных работах, включая две обзорные. Список этих работ приведен в конце автореферата в хронологическом порядке.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав, разделенных на 19 разделов и 18 подразделов, заключения и списка цитированной литературы. Всего в диссертации 228 страниц машинописного текста, включая 15 таблиц, 34 рисунка и библиографию из 133 наименований.

II. КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении охарактеризовано место описываемых исследований в нейтронной спектроскопии, которые можно отнести к одному из новых направлений последней - спектроскопии анизотропии упругого рассеяния. Подробно излагается небольшая, но длительная по времени (~ 30 лет) история возникновения этого направления, к которому нужно отнести также несколько исследований 1970-1986 годов в Карлсруэ, Ок-Ридже и Геле, приведших к определению орбитального ℓ и полного J моментов у нескольких сотен резонансов. Дается краткий обзор содержания диссертации по главам, где основное внимание уделено демонстрации актуальности выполненных исследований. Приводится перечень положений, выносимых на защиту, а также конференций, на которых докладывалось большинство из полученных результатов.

Первая глава посвящена теоретическому описанию процесса упругого рассеяния нейтронов ядрами и содержит основные количественные соотношения между экспериментально измеряемыми величинами и величинами, подлежащими определению из эксперимента. Эти соотношения были получены автором как конкретизация формальной теории ядерных реакций для случая упругих нейтронных каналов с $\ell \leq 1$ при учете только одного ближайшего состояния компаунд-ядра, однако точность и полнота их вполне достаточны для анализа рассматриваемых экспериментов.

Основой для большинства соотношений является выражение дифференциального сечения упругого рассеяния в изолированном S - и p -резонансе. Оно записывается в виде трех первых членов разложения в ряд по полиномам Лежандра

$$\sigma(\vartheta) = B_0 + B_1 \cos \vartheta + B_2 P_2(\cos \vartheta), \quad (1)$$

где ϑ - угол рассеяния, или

$$\sigma(\vartheta) = \frac{\sigma_s}{4\pi} [1 + \omega_1 \cos \vartheta + \omega_2 P_2(\cos \vartheta)], \quad (2)$$

т.е. определяется интегральным сечением рассеяния $\sigma_s = 4\pi B_0$ и двумя параметрами анизотропии $\omega_1 = B_1/B_0$ и $\omega_2 = B_2/B_0$. В свою очередь, коэффициенты B_i состоят из трех частей

$$B_i = B_i^{\text{пот.}} + B_i^{\text{рез.}} + B_i^{\text{инт.}},$$

отвечающих потенциальному рассеянию, резонансному рассеянию и интерференции между ними. Полное выражение для $\sigma^{(p)}$ было получено как в представлении спина канала $s = I \pm 1/2$ (I - спин ядра-мишени), так и в представлении полного момента нейтрона $j = \ell \pm 1/2$. Мы приведем здесь только его потенциальную часть в j -представлении и резонансную часть B_2 в двух представлениях как наиболее важные для дальнейшего изложения:

$$k^2 B_0^{\text{пот.}} = \sin^2 \delta_0 + \sin^2 \delta_{1/2} + 2 \sin^2 \delta_{3/2}, \quad (3)$$

$$k^2 B_1^{\text{пот.}} = 2 \sin \delta_0 [\sin \delta_{1/2} \cos(\delta_0 - \delta_{1/2}) + 2 \sin \delta_{3/2} \cos(\delta_0 - \delta_{3/2})], \quad (4)$$

$$k^2 B_2^{\text{пот.}} = 2 \sin^2 \delta_{3/2} + 4 \sin \delta_{1/2} \sin \delta_{3/2} \cos(\delta_{1/2} - \delta_{3/2}), \quad (5)$$

$$k^2 B_2^{\text{рез.}} = \begin{cases} 0 & \text{любой } s\text{-резонанс и } p\text{-резонанс с } J < 1 \\ \frac{1}{4} \alpha(E) g \Gamma_n^2 (2J+1) \rho_{\pm}^2 & p\text{-резонанс с } J = I \pm 3/2 \\ \frac{1}{4} \alpha(E) g (2J+1) (\rho_- \Gamma_- - \rho_+ \Gamma_+)^2 & p\text{-резонанс с } J = I \pm 1/2, \end{cases} \quad (6)$$

$$k^2 B_2^{\text{рез.}} = \begin{cases} 0 & \text{любой } s\text{-резонанс и } p\text{-резонанс с } J < 1 \\ r \alpha(E) g \Gamma_{3/2}^2 & p\text{-резонанс с } J = I \pm 3/2 \\ r \alpha(E) g [q \Gamma_{3/2} \pm \sqrt{\Gamma_{1/2} \Gamma_{3/2}} \cos(\delta_{1/2} - \delta_{3/2})]^2 & p\text{-резонанс с } J = I \pm 1/2, \end{cases} \quad (7)$$

где используются обозначения

$$\alpha(E) = [(E - E_0)^2 + \Gamma^2/4]^{-1}, \quad g = \frac{2J+1}{2(2I+1)},$$

$$\rho = \frac{2}{\sqrt{5}} \frac{\sqrt{(2J-1)2J(2J+1)(2J+2)(2J+3)}}{(J+s)(J+s+1)(J+s+2)(1-s+J)!(1+s-J)!}, \quad \rho = \frac{2(2J+1)(6J-4I+1)}{5(I+J+1/2)(I+J+3/2)},$$

$$q = \frac{(I-J)(10I-8J+1)}{\sqrt{2(I+J-1/2)(I+J+5/2)}}, \quad r = \frac{(3J-I+1/2)(3J-I+3/2)}{20(I+J+1/2)(I+J+3/2)}.$$

В этих выражениях k - волновое число нейтрона, δ_0 , $\delta_{1/2}$ и $\delta_{3/2}$ - фазы потенциального рассеяния соответственно в $s = -$, $p_{1/2}$ - и $p_{3/2}$ - состояниях, E и E_0 - энергия нейтрона и ее резонансное значение, Γ_n и Γ - нейтронная и полная ширины резонанса. Существенно, что

p -резонансы с $J = I \pm 1/2$ у мишеней с $I > 0$ образуются и распадаются по двум различным спиновым каналам, в соответствии с чем их Γ_n есть суммы

$$\Gamma_n = \Gamma_- + \Gamma_+ = \Gamma_{1/2} + \Gamma_{3/2}, \quad (8)$$

где первая пара слагаемых относится к каналам с $s = I - 1/2$ и $s = I + 1/2$, а вторая - к каналам с $j = 1/2$ и $j = 3/2$.

Довольно подробно описывается процесс усреднения $\sigma^{(p)}$ по s - и p -резонансам, в результате которого резонансная и интерференционная части среднего сечения $\bar{\sigma}^{(p)}$ оказываются выраженными через нейтронные силовые функции S^0 , $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$ для $s = -$, $p_{1/2}$ - и $p_{3/2}$ -нейтронов, а потенциальная часть сечения и фазы в интерференционной части остаются, естественно, неизменными. Коэффициенты $\bar{\sigma}^{(p)}$ в разложении (1) принимают вид

$$k^2 \bar{B}_0^{\text{рез.}} = \begin{cases} \frac{1}{2} f_0 F(\alpha_0) + \frac{1}{2} f_{1/2} F(\alpha_{1/2}) + f_{3/2} F(\alpha_{3/2}) & \text{для } I = 0 \\ \frac{1}{2} f_0 \sum_{J=0,1} g F(\alpha_J^0) + \frac{1}{8} f_{1/2} F(\alpha_{1/2}^0) + \frac{5}{8} f_{3/2} F(\alpha_{3/2}^0) + \frac{3}{8} f_{3/2} G(m_j, \alpha_{3/2}^1) & \text{для } I = 1/2 \\ \frac{1}{2} f_0 \sum_{J=I \pm 1/2} g F(\alpha_J^0) + \frac{1}{2} f_{3/2} \sum_{J=I \pm 3/2} g F(\alpha_{3/2}^J) + \frac{1}{2} f_{3/2} \sum_{J=I \pm 1/2} g G(m_j, \alpha_{3/2}^J) & \text{для } I > 1/2, \end{cases} \quad (9)$$

$$k^2 \bar{B}_1^{\text{рез.}} = 0, \quad (10)$$

$$k^2 \bar{B}_2^{\text{рез.}} = \begin{cases} f_{3/2} F(\alpha_{3/2}) & \text{для } I = 0 \\ \frac{5}{2} f_{1/2} F(\alpha_{3/2}^0) + \frac{3}{2} p f_{3/2} H(q, m_j, \alpha_{3/2}^1) & \text{для } I = 1/2 \\ 2 f_{3/2} \sum_{J=I \pm 3/2} r g F(\alpha_{3/2}^J) + 2 f_{3/2} \sum_{J=I \pm 1/2} p g H(q, m_j, \alpha_{3/2}^J) & \text{для } I > 1/2, \end{cases} \quad (11)$$

$$k^2 \bar{B}_0^{\text{инт.}} = -f_0 \sin^2 \delta_0 - f_{1/2} \sin^2 \delta_{1/2} - 2 f_{3/2} \sin^2 \delta_{3/2}, \quad (12)$$

$$k^2 \bar{B}_1^{\text{инт.}} = -f_0 [\sin \delta_{1/2} \sin(2\delta_0 - \delta_{1/2}) + 2 \sin \delta_{3/2} \sin(2\delta_0 - \delta_{3/2})] - \sin \delta_0 [f_{1/2} \sin(2\delta_{1/2} - \delta_0) + 2 f_{3/2} \sin(2\delta_{3/2} - \delta_0)], \quad (13)$$

$$k^2 \bar{B}_2^{\text{инт.}} = -2 f_{1/2} \sin \delta_{3/2} \sin(2\delta_{1/2} - \delta_{3/2}) - 2 f_{3/2} [\sin^2 \delta_{3/2} + \sin \delta_{1/2} \sin(2\delta_{3/2} - \delta_{1/2})] \quad (14)$$

и для всех i $\bar{B}_i^{\text{пот.}} = B_i^{\text{пот.}}$, как в формулах (3)-(5). В выражениях (9)-(14)

$f_0 = \pi S_1^2 \sqrt{\frac{E}{138}}$, $f_{1/2} = \pi \nu_1 S_{1/2}^2 \sqrt{\frac{E}{138}}$, $f_{3/2} = \pi \nu_3 S_{3/2}^2 \sqrt{\frac{E}{138}}$, $M_j = S_{1/2}^2 / S_{3/2}^2$ (I5)
 ($\nu_j = \kappa^2 R^2 / (1 + \kappa^2 R^2)$), где R - радиус ядра), а $\alpha_{\ell, j}^J$ - зависящие от ℓ , J , j и E отношения средних радиационных и нейтронных ширин резонансов, выражаемые через отношения соответствующих силовых функций. Величины F , G и H - некоторые интегралы, содержащие функции распределения нейтронных ширин. Формулы получены в предположении неперекрывающихся резонансов и полезны при условии, что силовые функции $S_{\ell, j}^J$ не зависят от спинов J , а плотности резонансов пропорциональны $2J+1$.

Для фаз потенциального рассеяния применялось R -матричное описание, в котором величина каждой фазы $\delta_{\ell, j}$ определяется фиксированным радиусом канала (ядра) $R = 1,35 A^{1/3}$ фм и подгоняемым к эксперименту вкладом далеких уровней $R_{\ell, j}^{\infty}$, а энергетическая зависимость - комбинацией известных функций от κR - фаз рассеяния на твердой сфере ϕ_{ℓ} , проницаемости P_{ℓ} , фактора сдвига S_{ℓ} - и константой граничных условий ν_{ℓ} . Новшеством в этом описании было использование граничных условий $\nu_{\ell, j}$, зависящих от $R_{\ell, j}^{\infty}$ и обращающих в единицу дополнительный фактор проницаемости $d_{\ell, j}$, который возникает при выделении в R -матрице ее фоновой части R^{∞} :

$$\nu_{\ell, j} = S_{\ell} - \frac{1}{R_{\ell, j}^{\infty}} \pm \sqrt{\frac{1}{(R_{\ell, j}^{\infty})^2} - P_{\ell}^2}, \quad (I6)$$

где знак плюс надо брать при $R_{\ell, j}^{\infty} > 0$, а минус - при $R_{\ell, j}^{\infty} < 0$. Это приводит к более простому выражению для фаз

$$\delta_{\ell, j} = \phi_{\ell} + \arcsin(P_{\ell} R_{\ell, j}^{\infty}) \quad (I7)$$

и, главное, освобождает от дилеммы - вводить или не вводить в выражения (I5) для f фактор d - и то, и другое имеет свои недостатки.

С целью проведения совместного анализа данных по рассеянию и данных по поляризации в последнем разделе первой главы дается развернутое выражение для поляризации нейтронов при упругом рассеянии на четно-четных ядрах, учитывающее как потенциальное рассеяние, так и эффект, усредненный по резонансам. Оно отсутствовало в литературе и имеет вид

$$\begin{aligned}
 P(\vartheta) = & \frac{\sin \vartheta}{\kappa^2 \sigma(\vartheta)} \times \\
 & \times \left\{ 2 \sin(\delta_{3/2} - \delta_{1/2}) [\sin \delta_0 \sin(\delta_0 - \delta_{1/2} - \delta_{3/2}) - 3 \sin \delta_{1/2} \sin \delta_{3/2} \cos \vartheta] + \right. \\
 & + f_0 \sin(\delta_{3/2} - \delta_{1/2}) \cos(2\delta_0 - \delta_{1/2} - \delta_{3/2}) + \\
 & + f_{1/2} [\sin \delta_0 \cos(\delta_0 - 2\delta_{1/2}) + 3 \sin \delta_{3/2} \cos(\delta_{3/2} - 2\delta_{1/2}) \cos \vartheta] - \\
 & \left. - f_{3/2} [\sin \delta_0 \cos(\delta_0 - 2\delta_{3/2}) + 3 \sin \delta_{1/2} \cos(\delta_{1/2} - 2\delta_{3/2}) \cos \vartheta] \right\}, \quad (I8)
 \end{aligned}$$

где из четырех строк-слагаемых первое обязано потенциальному рассеянию, второе - s -резонансам, а третье и четвертое - p -резонансам со спином $J = 1/2$ и $3/2$ соответственно.

Во второй главе описывается методика экспериментов и обработка их результатов. Вначале сообщаются основные характеристики нейтронного пучка от реактора-бустера ИБР-30, дающего нейтронные вспышки с полушириной ~ 5 мкс 100 раз в секунду и работавшего при средней тепловой мощности 5-8 кВт. Обосновывается выбор одного хорошо защищенного перемещающегося по углу детектора в виде батареи пропорциональных счетчиков с ^3He , который регистрирует попавшие в него нейтроны энергии E эВ с эффективностью

$$\epsilon = \begin{cases} 1 - e^{-2,6/\sqrt{E}} & \text{при } E < 50 \text{ эВ} \\ 1,12 E^{-0,33} & \text{при } E > 50 \text{ эВ.} \end{cases}$$

Кратко описывается электромеханическое и электронное оборудование, позволяющее вести измерения при трех углах рассеяния в автоматическом режиме в линии с ЭМ МЕРА-60. Подробно описываются и обосновываются выбор тонких плоских образцов-рассеивателей, порядок набора статистики, калибровки; много внимания уделено анализу источников фона и способам его учета, даны оценки неучитываемых компонент фона.

Значительная часть главы посвящена обработке экспериментальных данных, которая превращает аппаратные спектры рассеянных нейтронов в параметры дифференциального сечения (2) для разных энергий нейтронов. Первые шаги обработки - суммирование однотипных спектров и нормировка их на одно и то же число отсчетов мониторов нейтронного пучка, вычитание фона и формирование спектров по нужным энергетическим интервалам. Далее, чтобы числа отсчетов детектора в разных интервалах при разных углах рассеяния сделать пропорциональными соответствующим дифференциальным сечениям, вводятся поправки на ослабление нейтронного потока в материале рассеивателя и на энергию отдачи, влияющую на эффективность регистрации рассеянного нейтрона детектором. После этого как решения трех уравнений (для трех углов) с тремя неизвестными при каждой энергии находятся параметры сечения ω_1 , ω_2 и σ_3 . Наконец, путем сравнения с результатами для калибровочного рассеивателя из графита исключаются константы C и определяются интегральные сечения σ_s .

При работе с большими энергетическими неопределенностями $\Delta E/E \gtrsim 0,2$ (широкие энергетические участки, плохое энергетическое разрешение) необходимо достаточно хорошо знать эффективные энергии, к которым относятся измеренные сечения. Специальный раздел второй главы целиком посвящен этому вопросу. Другой важный вопрос -

контроль за содержанием в исследуемом образце атомов водорода, присутствие которых может сильно исказить сравнительно малую анизотропию рассеяния, присущую промежуточным нейтронам. Сигналом о наличии водорода в образце с атомным весом A служит тот факт, что при энергиях ниже ~ 1 кэВ значения коэффициентов ω_1 и ω_2 в лабораторной системе отсчета заметно больше величин $2/A$ и $1/A^2$, соответствующих рассеянию, изотропному в системе центра масс. Тогда, опираясь на интенсивность рассеяния под задним углом, в которую при тонком образце водород не дает вклада, по избытку интенсивности под передним углом можно определить количество примесного водорода. В диссертации приводятся все необходимые для этого соотношения. А затем для больших энергий нейтронов решается обратная задача: по найденной концентрации водорода определяются интенсивности рассеяния только на основных ядрах, для чего при необходимости применяется метод последовательных приближений. Из 34 исследованных образцов водород содержали в количестве от 0,002 до 0,06 атома на атом.

В конце второй главы описаны два контрольных опыта, преследовавших цель — комплексную проверку методики измерения и обработки результатов. Первый опыт состоял в измерениях с изотопами олова на квазимонохроматическом пучке фильтрованных нейтронов ($E \approx 140$ кэВ, $\Delta E \approx 20$ кэВ) от стационарного реактора ВВР-М в ИЯИ АН УССР[‡]; а второй — в измерениях с углеродным образцом в стандартных условиях бустера ИБР-30. Сравнение результатов первого опыта с результатами измерений на ИБР-30, а результатов второго опыта с литературными данными подтверждает правильность наших сечений σ_s вплоть до ~ 500 кэВ, но, с другой стороны, побуждает считать наши анизотропии ω_1 и ω_2 надежными только до ~ 250 кэВ.

В третьей главе излагается метод определения смесей спиновых каналов в p -резонансах, т.е. относительных вкладов слагаемых нейтронной ширины (8), и приводятся первые результаты применения метода.

В начале главы даются общие сведения о спиновых каналах реакции (в частности, рассеяния) в представлении спина канала S и полного момента нейтрона j , делается обзор ранних исследований со спиновыми каналами, подчеркивается важная роль спиновых компонент ширины в анализе экспериментов, в которых фиксируются углы вылета продуктов реакции и (или) применяется поляризация частиц. С теоретической точки зрения исследование вкладов спиновых каналов представляет значительный интерес потому, что оно позволяет ответить на вопрос: флуктуируют ли от резонанса к резонансу нейтронные ширины в разных каналах

[‡] Гребнев А.В. и др. ОИЯИ, РЗ-82-514, Дубна, 1982.

независимо или между ними есть корреляция? Так как амплитуда приведенной нейтронной ширины с точностью до константы равна "интегралу перекрытия" волновой функции компаунд-состояния с волновой функцией канала (т.е. невзаимодействующих нейтрона и ядра), любой определенный ответ на этот вопрос даст информацию о структуре волновой функции компаунд-ядра (ибо волновую функцию канала можно считать известной). В частности, могут быть получены сведения о тех особенностях компаунд-состояний, которые порождаются малоизвестным спин-спиновым взаимодействием как частью ядерного гамильтониана.

Какие же предположения о корреляциях ширин в спиновых каналах можно сделать заранее на основе теоретических представлений? Скорее всего в условиях крайне сложной природы возбуждения ядра в резонансах корреляции должны отсутствовать. К такому выводу пришел в 1966 г. из качественных соображений Ф.Л.Шапиро, а в 1971 г. А.М.Лейн показал строго, что так будет, если выполнены условия применимости статистической модели ядра, но будут корреляции между любыми двумя каналами, если у них есть общее входное состояние и, следовательно, промежуточная структура. Вместе с тем в диссертации приведены некоторые аргументы в пользу того, что даже при отсутствии промежуточной структуры спиновые каналы все же могут коррелировать. Главный из этих аргументов: волновые функции таких каналов отличаются только значениями спиновых переменных, и этого различия может не хватать для реализации независимых флуктуаций вышеупомянутых "интегралов перекрытия".

Метод экспериментального определения составляющих нейтронных ширин для отдельных спиновых каналов p -резонансов основан на зависимости от этих составляющих третьего члена сечения $\sigma(\mathcal{J})$ (1) и (2) и состоит в измерении анизотропии резонансного рассеяния ω'_2 , симметричной относительно $\mathcal{J} = 90^\circ$. С помощью третьих строк формул (6) и (7) для "двухканальных" p -резонансов нетрудно найти связи параметров смеси каналов

$$\beta_s = \frac{\Gamma_-}{\Gamma_- + \Gamma_+}, \quad \beta_j = \frac{\Gamma_{1/2}}{\Gamma_{1/2} + \Gamma_{3/2}} \quad (19)$$

с измеряемым коэффициентом ω'_2 , для которого справедливо приближенное выражение

$$\omega'_2 = \frac{4k^2 B_2^{\text{рез.}}}{\alpha(E) g \Gamma_n^2} \quad (20)$$

Эти связи определяются только спинами I и J и для наиболее интересного случая $I = 1/2$, $J = 1$ показаны на рис.1. Видно, что функция $\beta_s(\omega'_2)$ однозначна только при $\omega'_2 > 0,5$, а при $\omega'_2 \leq 0,5$ она двузначна. Функция же $\beta_j(\omega'_2)$ более неоднозначна, поэтому

j – представление менее удобно для применения в описываемом методе.

Практически для нахождения анизотропии рассеяния в резонансе ω'_2 (если $\omega'_1 \neq 0$) надо измерить площади резонансного пика, отделяя его от подложки фона и потенциального рассеяния, при трех разных углах. Можно обойтись и двумя углами, если $\omega'_1 \ll 1$ или если пользоваться приближенным соотношением

$\omega'_1 \approx \frac{b_{\text{пот}} E_0 \Gamma}{1300 \Gamma_n}$, где сечение потенциального рассеяния надо взять в барнах, а энергию резонанса в кэВ.

Поскольку смеси спиновых каналов возможны только у ядер с $I > 0$, а число p -резонансов с известными спинами у таких ядер – считанные единицы, наиболее выгодно провести измерения коэффициентов ω'_2 у резонансов на ядрах с $I = 1/2$. С помощью формул (6) и (20) легко убедиться, что неравенство ω'_2 нулю и $7/10$ гарантирует, что спин соответствующего p -резонанса равен I , и, следовательно, он двухканальный с параметром смеси (19)

$$\beta_s = \begin{cases} (1 \pm \sqrt{2\omega'_2})/3 & \text{при } 0 \leq \omega'_2 \leq 0,5 \\ (1 + \sqrt{2\omega'_2})/3 & \text{при } 0,5 < \omega'_2 \leq 2. \end{cases}$$

Были проведены поисковые измерения с образцами F , Y , Rh , Ag , Cd , ^{113}Cd , ^{113}Cd , ^{117}Sn , ^{119}Sn и Pb , содержащими ядра с $I = 1/2$. Однако из-за невыгодного для рассеяния соотношения

$\Gamma_n \ll \Gamma$ при низких энергиях и недостаточного разрешения при высоких энергиях подходящие резонансы – кандидаты для дальнейших количественных измерений – были обнаружены только в двух первых образцах.

Подробно описаны три эксперимента, в результате которых значения β_s были определены для двух резонансов ^{19}F и десяти резонансов ^{89}Y , причем у последнего для четырех резонансов они двузначны. В заключительном разделе главы приводятся данные об остальных известных β_s для семи резонансов пяти ядер, которые были получены по анизотропии γ -квантов радиационного захвата в Брукхейвенской национальной лаборатории и в ЛНФ ОИЯИ, и проводится обсуждение всей совокупности данных.

Первый тривиальный и пока единственный определенный вывод из имеющейся информации о β_s резонансов состоит в том, что у разных ядер даже при одинаковых спинах I и J спиновые каналы смешиваются

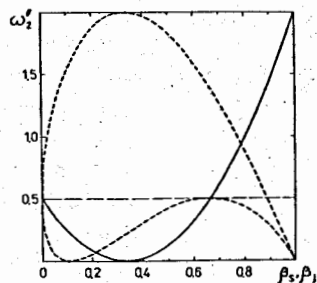


Рис.1. Функции $\omega'_2(\beta_s)$ – сплошная линия и $\omega'_2(\beta_j)$ – штриховые линии.

в разных пропорциях. О характере же флуктуаций β_s от резонанса к резонансу одного и того же ядра сведений мало. Совпавшие β_s у резонансов ^{19}F говорят в пользу сильной корреляции, но их всего два, и совпадение может быть случайным.

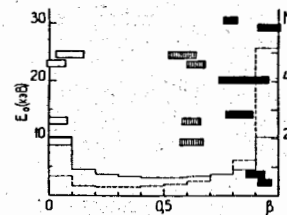


Рис.2. Значения β_s для ^{89}Y . N относится к гистограммам и показывает число резонансов на интервал β_s шириной 0,1.

Ситуация с β_s для десяти резонансов ^{89}Y изображена на рис.2, где горизонтальные размеры прямоугольников равны удвоенным стандартным отклонениям величин β_s , а центры прямоугольников соответствуют значениям β_s на оси абсцисс и энергиям резонансов на левой оси ординат. Черные прямоугольники представляют однозначные β_s , а белые и заштрихованные – двузначные. Если у всех четырех резонансов верны меньшие β_s (нет заштрихованных прямоугольников), то наблюдаемое распределение β_s согласуется с теоретическим, показанным сплошной линией и соответствующим двум независимым портер-томазовским распределениям приведенных ширин Γ_-^1 и Γ_+^1 с равными средними $\bar{\Gamma}_-$ и $\bar{\Gamma}_+$. Если же реализуются большие значения (нет белых прямоугольников), то все β_s попадают в интервал 0,5–1, вероятность чего для показанного симметричного распределения только $\sim 0,2\%$. Для заметной вероятности такой группировки β_s нужно предположить наличие либо большой разности средних ширин (пунктирная гистограмма на рисунке соответствует $\bar{\Gamma}_-^1 = 10 \bar{\Gamma}_+^1$), либо заметной корреляции между Γ_- и Γ_+ . Другие версии о β_s четырех "двузначных" резонансов приводят, естественно, к менее определенным заключениям.

Четвертая глава посвящена экспериментальной проверке идеи о возможном проявлении эффекта однопионного обмена при взаимодействии килоэлектронвольтных нейтронов со сложными ядрами.

Хотя в описании малонуклонных систем все большую роль начинают играть кварки, "классическое" мезонное и нуклонное описание ядерных сил и свойств не очень легких ядер остается пока главным. При этом взаимодействие между парой нуклонов, хорошо известное в пустоте, может заметно измениться, если эту пару поместить в реальное ядро, где мезонное поле вокруг нее станет иным. Поэтому всякая информация о парном взаимодействии или отдельных его чертах в ядре является очень полезной. Поскольку дальность взаимодействия обратно пропорциональна суммарной массе виртуальных частиц, которыми обмениваются нуклоны, радиус взаимодействия максимален при передаче одного

π -мезона: он вдвое больше, чем у двухионного обмена, втрое больше, чем у трехионного, вчетверо больше, чем у обмена одним η -мезоном и т.д. Поэтому можно думать, что при взаимодействии медленных и промежуточных нейтронов с ядрами, когда существенны только S -волна и p -волна, вклад последней будет тем больше, чем больше вклад одноионного обмена в сумме взаимодействий всех типов.

Идея состоит в том, чтобы сравнить p -рассеяние на близких по A ядрах, четно-четных и A -нечетных. Дело в том, что потенциал одноионного обмена содержит множителем произведение спинов взаимодействующих частиц, и, если одна из частиц — ядро со всеми опаренными нуклонами, вклад одноионного обмена в полное взаимодействие нейтрона с этим ядром равен нулю. Таким образом, одноионный обмен возможен только с нечетным протоном или нейтроном ядра.

Первый же опыт, в котором рассеяние на Z -четных элементах Cd , Te и Pb , содержащих преимущественно четно-четные ядра, сравнивалось с рассеянием на Z -нечетных ядрах In , I и Bi , убедил в том, что одноионный обмен не дает определяющего вклада в p -рассеяние на сложных ядрах, но зарегистрированное различие на 20–30% в парах значений ω_1 побудило провести дальнейшие эксперименты. Была исследована цепочка из 10 элементов подряд от Ru до I , а затем из 7 изотопов от ^{116}Sn до ^{124}Sn , включая ^{117}Sn и ^{119}Sn . При анализе экспериментов с помощью приближенного соотношения

$$\omega_1 = 2(\kappa R)^2 \frac{R'_1}{R'_0} \quad \text{при } \kappa \rightarrow 0, \quad (21)$$

где R'_0 — хорошо известный как R' радиус (или длина) S -рассеяния, было введено понятие радиуса (потенциального) p -рассеяния R'_1 и определены его первые экспериментальные значения. Эффекта, зависящего от четности числа нейтронов, замечено не было, но на ломаной линии, соединяющей точки $R'_1(A)$ для ~~двух~~ элементов, обнаруживались ~10-процентные "зубцы" с вершинами для нечетных Z , правда, при погрешностях измерений того же порядка.

Заключительный анализ возможного влияния одного нечетного нуклона на p -рассеяние нейтрона всем ядром был сделан по результатам, получение которых описывается в главе 5. Было рассмотрено 34 значения радиуса R'_1 для ядер с A от 48 до 144 (рис.3), в том числе для семи ядер с неспаренным протоном и двух — с неспаренным нейтроном. Расположение светлых и темных точек на рис.3 позволяет получить верхнюю оценку искомого влияния: для ядер с $A \geq 90$ отличие R'_1 нечетных ядер от R'_1 соседних четно-четных ограничено величиной примерно $\pm 0,5$ фм. Из-за худшей точности для ядер Si эта оценка в 2–3 раза

хуже, а для ^{89}Y , имеющего к тому же отрицательный радиус, сделать какой-либо вывод не представляется возможным.

Пятая глава содержит большой экспериментальный материал по многопараметровому анализу усредненных дифференциальных сечений, позволившему существенно расширить наши знания о взаимодействии p -нейтронов с ядрами в диапазоне $A \approx 50 - 150$.

В вступительном разделе главы говорится о том уровне знаний, который сложился к началу описываемых исследований. В середине изучавшейся нами области ядерных масс находится $3p$ -максимум нейтронной силовой функции

$$S^1 = \frac{1}{3} S^{1/2} + \frac{2}{3} S^{3/2}, \quad (22)$$

предсказанный оптической моделью в 1954 г. и вскоре обнаруженный экспериментально. За прошедшие десятилетия этот максимум интенсивно исследовался с целью установления его точной формы, особенно в связи с тем, что экспериментаторы надеялись увидеть спин-орбитальное расщепление $3p$ -пика на пики $3p_{1/2}$ и $3p_{3/2}$, которые, согласно наблюдаемому расщеплению связанных уровней, должны быть разнесены на величину $\Delta A \approx 10$. В разные годы было и несколько ложных открытий расщепления, пока не стало ясно, что разрешить пики $S^{1/2}$ и $S^{3/2}$ в сумме (22) невозможно, и "одноглавый" пик S^1 оказался только более пологим в сторону больших A , где должен быть пик $S^{1/2}$. Однако ситуация оставалась крайне запутанной, ибо, как впервые показали Бак и Пери, значительная ширина и асимметрия $3p$ -максимума порождены не столько спин-орбитальным расщеплением, сколько эффектами динамической деформации ядер за счет их квадрупольных колебаний. Эту проблему можно решить, только определяя обе компоненты S^1 отдельно. На рис.4 показана такая попытка, сделанная нами для 12 четно-четных ядер с известными спинами p -резонансов по последним литературным данным. Очевидно, что таким способом расщепление удастся определить, по-видимому, еще очень нескоро.

Долгое время вся экспериментальная информация о потенциальном рассеянии сводилась только к радиусам R'_0 , ответственным за изотропное S -рассеяние за счет сдвига фазы $\delta_0 = -\kappa R'_0$. С выходом

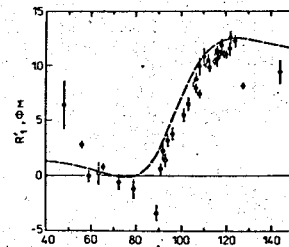


Рис.3. Радиусы p -рассеяния для четно-четных (темные точки) и нечетных (светлые точки) ядер. Смысл штриховой линии объясняется в изложении главы 5.

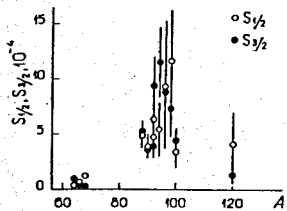


Рис.4. Компоненты S^1 по новейшим данным об отдельных резонансах.

нейтронной спектроскопии в область энергий в сотни кэВ стало необходимым учитывать и потенциальное p -рассеяние, величину которого в полном сечении можно определять, только имея спектрометр с очень высоким разрешением. Между тем первая экспериментальная информация о таком рассеянии стала доступной после измерения сечений $\sigma(\vartheta)$ для промежуточных нейтронов в Аргонской национальной лаборатории и ЛНФ ОИЯИ. Анализ данных

по ω_1 с помощью приближенных соотношений типа (21) обнаружил резко немонотонную зависимость δ_1 от A и несостоятельность простых оценок вроде $\delta_2 \approx -(\kappa R)^{2l+1}$. Вместе с тем было ясно, что для более точного определения фаз δ_1 требуется более последовательный анализ дифференциальных сечений рассеяния. Это интересно как для теории, так и для практических целей.

Во втором разделе главы описываются основные черты и практическое развитие анализа $\sigma(\vartheta)$, существо которого для бесспиновых четно-четных ядер иллюстрируется на рис.5. Здесь представлены экспериментальные значения параметров сечения $\sigma(\vartheta)$ в форме (2), которые определены в тексте после (2) и полные теоретические выражения для которых можно получить с помощью формул (3)-(5) и (9)-(14) для случая $I = 0$. Сплошные кривые - наилучшее описание эксперимента теоретическими выражениями; оно получено в результате независимой подгонки по методу наименьших квадратов (программа FUMILI) пяти параметров: силовых функций $S^0, S_{1/2}^1, S_{3/2}^1$ и величин R_0^∞, R_1^∞ , определяющих фазы δ_0 и δ_1 согласно выражению (17) (в формулах (3)-(5) и (12)-(14) полагалось $\delta_{1/2} = \delta_{3/2} = \delta_1$, а в (5) добавлено слагаемое $10 \sin \delta_1 \sin \delta_2 \cos(\delta_1 - \delta_2)$, в котором R_2^∞ для δ_2 бралось равным R_0^∞). Пунктирные кривые показывают вклады в σ_s, ω_1 и ω_2 , которые в основном определяются параметрами или их комбинациями, указанными у кривых. Своими успехами наш

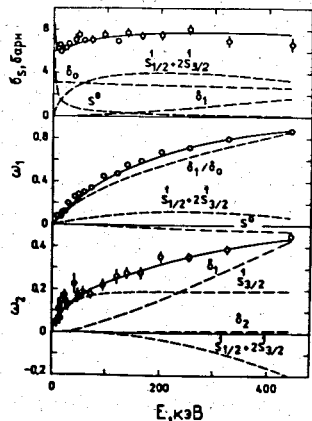


Рис.5. Вклады различных параметров в формирование $\sigma(\vartheta)$ для ядер кадмия.

метод обязан главным образом двум своим чертам: значения ω_2 при $E \lesssim 50$ кэВ однозначно определяют $S_{3/2}^1$, а значения ω_1 при всех энергиях дают, грубо говоря, отношение δ_1/δ_0 .

Главный из результатов, описываемых в следующем разделе, получен на 13 элементах с четными Z от Ti до Nd и 12 четных изотопов Mo, Cd и Sn ; на рис.6 он изображен без учета данных для ^{94}Mo и Nd . Массив значений $S_{1/2}^1$ и $S_{3/2}^1$ недвусмысленно показал, что их

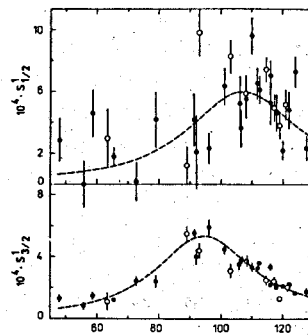


Рис.6. Результаты по $S_{1/2}^1$ для 23 четно-четных ядер (темные точки) и 9 нечетных (светлые точки).

пики, примерно одинаковые по высоте и ширине, действительно раздвинуты на шкале A в "нужную" сторону. Расстояние между максимумами пиков ΔA определялось путем подгонки под экспериментальные точки двух лоренцевых кривых (они показаны на рисунке пунктиром) с тремя независимыми параметрами каждая. Окончательный результат для 25 ядер -

$$\Delta A = (108 \pm 4) - (95 \pm 1) = 13 \pm 4. \quad (23)$$

Таким образом, применимость "оболочечного" спин-орбитального потенциала для определения положений несвязанных одно-

частичных состояний получает первое прямое подтверждение. Что же касается величины расщепления (23), то она, как показано в заключительном разделе главы, на 1,5-2 стандартных отклонения больше, чем сейчас принято в большинстве расчетов по оптической модели ядра ($\Delta A \approx 5+7$). Там же в конце главы анализируются возможные причины этого расхождения.

Второй важный результат состоит в получении систематической информации о потенциальном рассеянии p -нейтронов. Она представлена на рис.3 в виде радиусов R'_1 , которые связаны с фазами и с R_1^∞ соотношениями

$$R'_1 = R \lim_{E \rightarrow 0} \frac{\delta_1}{\phi_1} = R(1 - 3R_1^\infty), \quad (24)$$

где последнее равенство имеет место как для граничных условий (16), так и для часто используемых $b_l = -l$ и $b_l = S_l$. Результаты на рисунке говорят о сравнительно сильном p -рассеянии на ядрах с A около 115. Отрицательные радиусы в интервале $A = 70+90$ означают аномальный положительный знак фаз δ_1 , что соответствует также $R_1^\infty > 1/3$. В заключении пятой главы показано, что это явление вполне совместимо с предсказаниями оптической модели с прямоугольной потенциальной

ямой. Пунктирная линия на рис.3 пересчитана из лоренцевых кривых на рис.6 с учетом усреднения (22) и известной связи R_2^∞ с S^2 вблизи гигантских резонансов. Видно, что с обеих сторон от Z_p -максимума результаты по S^1 и R_1^∞ неплохо согласуются: по сравнению с экспериментальными точками кривая только немного сдвинута влево и меньше заходит в область $R_1^\infty < 0$.

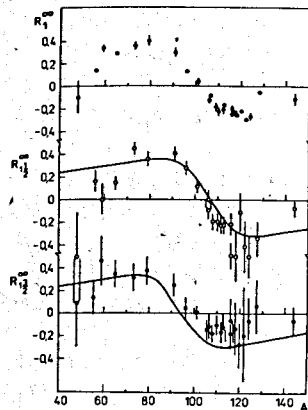


Рис.7. Параметры R_1^∞ и $R_1^\infty(A)$ для четно-четных ядер. Линии пересчитаны из лоренцевых кривых на рис.6.

Особенно больше, чем они были у R_1^∞ , "кривые" $R_1^\infty(A)$ кажутся сдвинутыми относительно друг друга в ту же сторону, что и $S_1^1(A)$, но величина сдвига ~ 5 единиц имеет погрешность того же порядка. Поэтому пока можно говорить только о качественном наблюдении спин-орбитального расщепления в потенциальном рассеянии.

Показанные на рис.3 и 6 светлыми точками радиусы и силовые функции для ядер с нечетными A , строго говоря, незаконны, так как они получены без учета спинов, как для четно-четных ядер. Довольно сложный специальный анализ результатов для A -нечетных ядер подробно описан в предпоследнем разделе главы. Мы приведем здесь только его основные итоги.

Результаты, представленные на рис.8, позволяют утверждать, что ни ω_2 , ни ω_1 не обнаруживают существенной зависимости от спина ядра-рассеивателя I (кроме, может быть, случая ^{89}Y), а значения ω_2 для 7 из 9 нечетных ядер заметно меньше, чем для соседних бесспиновых четно-четных. Поэтому для величины последнего эффекта можно написать:

$$\omega_2^{I \neq 0} / \omega_2^{I=0} \approx (B_2^{\text{рез.}})^{I \neq 0} / (B_2^{\text{рез.}})^{I=0}, \quad (25)$$

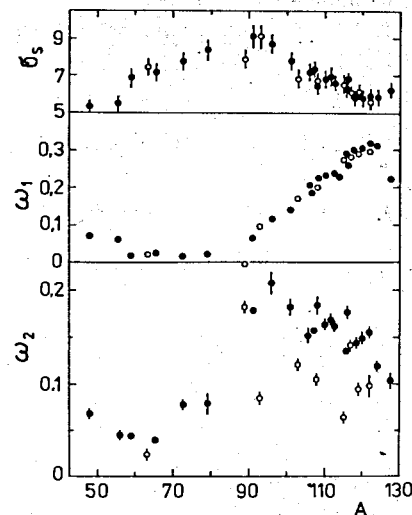


Рис.8. Параметры сечений при энергии 48 кэВ, полученные в результате подгонки по всей области энергий, ω_5 - в барнах. Темные точки - для четно-четных рассеивателей, светлые - для нечетных.

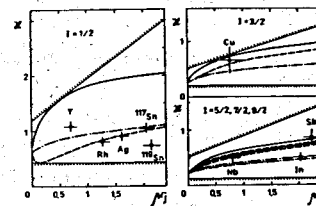


Рис.9. Варианты поведения параметра α в зависимости от M_j .

где точное равенство - определение, а приближенное тем точнее, чем меньше энергия и, следовательно, вклад δ_1 в B_2 (см. рис.5). На рис.9 линиями показаны значения α , рассчитанные как отношения второй и третьей строк (II) к первой, в зависимости от определенного в (I5) параметра M_j , дающего также отношение средних нейтронных ширин в j -каналах. Прямые со штриховкой - экстремальные значения, а кривые соответствуют трем разным гипотезам о портер-томазовских флуктуациях ширин в смешивающихся каналах: 1) штрихпунктирные - независимым флуктуациям со случайными знаками амплитуд ширин, 2) сплошные - полной корреляции по величине и знаку амплитуд, 3) штриховые - полной корреляции ширин и полной антикорреляции знаков их амплитуд. Расположение экспериментальных точек на рисунке (их абсциссы определялись по лоренцевым кривым на рис.6) приводит к следующим выводам: для всех пяти ядер с $I = 1/2$ гипотеза 2) должна быть отвергнута; для Sb маловероятна гипотеза 1); для Rh и Ag предпочтительна гипотеза 3), а для Y и In - гипотеза 1).

Анализ величин S^0 , R_0^∞ и R_1^∞ для нечетных ядер показывает, что они нечувствительны к типу корреляций между спиновыми каналами, а также хорошо вписывается в ансамбли таких величин для четно-четных ядер. Силовые же функции S_1^1 получаются разными при разных вариантах корреляций, но для предпочтительных вариантов (выбранных по критерию α) они близки к S_1^1 четно-четных ядер. Этот факт указывает на то, что и p -волновые силовые функции, по-видимому, не зависят от

спина мишени. Принятые в итоге значения параметров таковы: R_1' и $S_{1/2}^1$ совпадают со светлыми точками на рис.3 и 6, а $S_{3/2}^1$, для семи ядер изменившись в пределах ошибок, для Nb и In приблизились к кривой на рис.6 на $0,8 \cdot 10^{-4}$ и $0,7 \cdot 10^{-4}$ соответственно.

В заключении подведены основные итоги исследований упругого рассеяния промежуточных нейтронов:

- предложен и реализован метод измерения относительных вкладов спиновых каналов в нейтронные ширины p-резонансов,
 - измерены смеси каналов у 12 резонансов (из 19 известных смесей),
 - показано, что для ядер с $A \geq 90$ влияние однопionного обмена на радиус p-рассеяния нейтронов не превышает $\pm 0,5$ фм,
 - измерены дифференциальные сечения для нейтронов с энергиями до ~ 400 кэВ на 34 ядрах в диапазоне $48 < A < 144$,
 - для всех ядер определены нейтронные силовые функции для $P_{1/2}$ - и $P_{3/2}$ -нейтронов и параметры потенциального p-рассеяния,
 - у силовых функций наблюдается явное спин-орбитальное расщепление величиной $\Delta A = 13 \pm 4$, а у потенциального рассеяния - характерная сильная зависимость от A ,
 - у 5 ядер со спином 1/2 экспериментально отвергнута сильная корреляция спиновых каналов при одинаковых знаках амплитуд соответствующих ширин -
- и рассматривается дальнейшее их развитие. По каждому из трех направлений, описанных в главах 3, 4 и 5, указаны нерешенные проблемы и намечены объекты будущих экспериментов.

Основные материалы диссертации опубликованы в следующих работах:

1. Николенко В.Г., Самосват Г.С. Определение вкладов спиновых каналов в p-резонансах ^{89}Y . - Ядер.физ., 1976, т.23, вып.6; с.1159-1164.
2. Александров Ю.А., Бунатян Г.Г., Николенко В.Г., Попов А.Б., Самосват Г.С. Поиски эффекта однопionного обмена при рассеянии нейтронов низких энергий ядрами. - Ядер.физ., 1980, т.32, вып.5, с.1173-1176.
3. Александров Ю.А., Бунатян Г.Г., Николенко В.Г., Попов А.Б., Самосват Г.С. О возможном влиянии однопionного обмена на радиус потенциального p-рассеяния нейтронов ядрами. - В кн.: Нейтронная физика (Матер. 5-ой Всесоюз. конф. по нейтр.физике, Киев, 1980). М.: ЦНИИатоминформ, 1980, ч.2, с.163-167.

4. Николенко В.Г., Самосват Г.С. Смеси спиновых каналов в p-резонансах фтора 49 кэВ и 97 кэВ. - В кн.: Нейтронная физика (Матер. 5-ой Всесоюз. конф. по нейтр.физике, Киев, 1980). М.: ЦНИИатоминформ, 1980, ч.2, с.178-182.
5. Александров Ю.А., Николенко В.Г., Попов А.Б., Самосват Г.С. О влиянии нечетного нуклона ядра-мишени на p-рассеяние нейтронов. - Дубна, 1981. - 4с. (Сообщение/Объед.ин-т ядер.исслед.: P3-81-432).
6. Nikolenko V.G., Samosvat G.S. Contributions spin channels in p-resonances of yttrium. - In book: Neutron Induced Reactions (Proc.of Eur.Topical Conf., Smolenice, 1982). Bratislava, 1982, p.373-376.
7. Гребнев А.В., Кирилук А.Л., Николенко В.Г., Попов А.Б., Самосват Г.С. Изучение анизотропии килоэлектронвольтных нейтронов, упруго рассеиваемых ядрами. - Дубна, 1982. - 7с. (Сообщение/Объед.ин-т ядер.исслед.: P3-82-514).
8. Nikolenko V.G., Popov A.B., Samosvat G.S. Differential neutron scattering cross sections and average neutron parameters of tin isotopes. - In book: Nuclear Data for Science and Technology (Proc. of the Int.Conf., Antwerp, 1982), p.781-782.
9. Вагов В.А., Ермаков В.А., Зимин Г.Н., Зо Ин Ок, Николенко В.Г., Попов А.Б., Самосват Г.С. Измерение дифференциальных сечений рассеяния нейтронов ядрами на реакторе ИБР-30. - Дубна, 1982. - 7с. (Сообщение/Объед.ин-т ядер.исслед.: P3-82-770).
10. Зо Ин Ок, Николенко В.Г., Попов А.Б., Самосват Г.С. Получение силовых функций и радиусов из усредненных дифференциальных сечений рассеяния. - В кн.: Нейтронная физика (Матер. 6-й Всесоюз. конф. по нейтр.физике, Киев, 1983). М.: ЦНИИатоминформ, 1984, т.3, с.343-347.
11. Зо Ин Ок, Николенко В.Г., Попов А.Б., Самосват Г.С. Нейтронные дифференциальные сечения упругого рассеяния в энергетической области ниже 440 кэВ. - Дубна, 1985. - 12с. (Сообщение/Объед.ин-т ядер.исслед.: P3-85-133).
12. Зо Ин Ок, Николенко В.Г., Попов А.Б., Самосват Г.С. Наблюдение спин-орбитального расщепления Zp-максимума нейтронной силовой функции. - Письма в ЖЭТФ, 1983, т.38, вып.6, с.304-306.
13. Самосват Г.С. О $P_{1/2}$ - и $P_{3/2}$ -компонентах нейтронной силовой функции. - Дубна, 1983. - 5с. (Сообщение/Объед.ин-т ядер.исслед.: P3-83-532).
14. Зо Ин Ок, Поплова А.И., Попов А.Б., Саламатин И.М., Самосват Г.С. Дифференциальные нейтронные сечения рассеяния и средние нейтронные параметры изотопов кадмия. - Дубна, 1984. - 3с. (Сообщение/

- Объед.ин-т ядер.исслед.: P3-84-668).
15. Попов А.Б., Самосват Г.С. Выражение поляризации упруго рассеянных нейтронов через нейтронные параметры ядер. - Дубна, 1984. - 8с. (Сообщение/Объед.ин-т ядер.исслед.: P3-84-762).
 16. Popov A.B., Samosvat G.S. Differential elastic scattering cross sections of cadmium isotopes and p-neutron strength functions in the range $50 < A < 130$. - In book: Nuclear Data for Basic and Applied Science (Proc.of the Int.Conf., Santa Fe, 1985), v.1, p.621-624.
 17. Самосват Г.С. Анизотропия упругого рассеяния нейтронов и свойства ядер. - ЭЧАЯ, 1986, т.17, вып.4, с.713-752.
 18. Попов А.Б., Самосват Г.С. Дифференциальные сечения упругого рассеяния килоэлектронвольтных нейтронов ядрами с нечетными A . - Ядер.физ., 1987, т.45, вып.6, с.1522-1533.
 19. Попов А.Б., Самосват Г.С. Спин-орбитальные эффекты в резонансном и потенциальном рассеянии p -волновых нейтронов. - Краткие сообщения ОИЯИ, 1986, № 18-86, с.30-36.
 20. Попов А.Б., Самосват Г.С. Дифференциальные сечения упругого рассеяния килоэлектронвольтных нейтронов на ядрах. - Дубна, 1986. - 3с. (Сообщение/Объед.ин-т ядер.исслед.: P3-86-599).
 21. Попов А.Б., Самосват Г.С. Определение свойств ядер по анизотропии упругого рассеяния нейтронов. - В кн.: У Международная школа по нейтронной физике (Алушта, 1986). Дубна, 1987, ДЗ,4,17-86-747, с.90-112.
 22. Кузнецова Л.В., Попов А.Б., Самосват Г.С. Однопериодный обмен и рассеяние килоэлектронвольтных нейтронов. - Дубна, 1987. - 3с. (Сообщение/Объед.ин-т ядер.исслед.: P3-87-114).

Рукопись поступила в издательский отдел
7 января 1988 года.