

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

УДК 539.172.4

Н631

3-87-394

НИКОЛЕНКО
Виктор Григорьевич

ИЗУЧЕНИЕ
P-РАССЕЯНИЯ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ

Специальность: 01.04.16 - физика атомного ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

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

Научный руководитель -
кандидат физико-математических наук
старший научный сотрудник Самосват Г.С.
Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук
старший научный сотрудник Кононов В.Н.
доктор физико-математических наук
старший научный сотрудник Воронов В.В.

Ведущее предприятие: Институт ядерных исследований
АН УССР, Киев.

Защита состоится "09" декабря 1987 г.
в "10" час. на заседании специализированного совета
Д 047.01.05 при Лаборатории нейтронной физики и Лаборатории
ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований,
Дубна Московской обл.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.
Автореферат разослан "04" 11 1987 г.

Ученый секретарь
специализированного совета Д.В. Таран

Список часто встречающихся обозначений

- A - массовое число элемента.
 $\ell = 0, 1, 2$ - орбитальный момент s -, p -, d -нейтронов.
 L и s - полный и спиновый моменты нейтрона.
 σ и σ_3 - усредненные по энергии дифференциальное и полное сечения
рассеяния нейтронов.
 S_e - силовая функция.
 R_e - параметр R -матрицы, учитывающий дальние уровни.
 R'_e - радиус потенциального рассеяния.
 d - радиус канала в R -матричном формализме.
 S_+ , R_+ , R'_+ , S_- , R_- , R'_- - параметры для чётно-чётных
мишеней при p -рассеянии с моментом нейтрона $3/2$ и $1/2$.
 V_0 , V_1 , V_2 , ω , ω_2 - параметры разложения σ в (I).

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность проблемы. Традиционная нейтронная спектроскопия ещё недавно занималась только s -резонансами. В последнее время появились работы с энергетическим разрешением, позволяющим для не слишком тяжелых ядер анализировать отдельные резонансы в области сотен кэВ, что даёт богатую информацию о p - и s -резонансах. Однако таких работ ещё мало, и вклад их в информацию о p -рассеянии ещё не скоро станет решающим. Поэтому извлечение параметров взаимодействия p -нейтронов с ядрами из усреднённых по энергии сечений (плохое разрешение) остаётся актуальной задачей.

Ранние данные (1961) о p -силовых функциях, полученные из анализа полного сечения и сечения захвата, давали основания говорить о расщеплении гигантского резонанса для S_1 на два пика, расположенных при $A \approx 90$ и 110. Это расщепление было интерпретировано как проявление спин-орбитального взаимодействия, приводящего к дублету $3P_{1/2}$ и $3P_{3/2}$. Более поздние данные (1981) склоняют к утверждению об отсутствии обсуждаемого расщепления для S_1 . В связи с этим следует отметить, что значения S_1 , получаемые разными методами или разными авторами, часто сильно отличаются друг от друга. Поэтому делать окончательное утверждение об отсутствии расщепления пика для S_1 преждевременно. Данные же о пиках для S_+ и S_- , полученные из параметров резонансов, идентифицированных по ℓ и L , оказываются совершенно не-

достаточными для наблюдения формы и взаимного расположения этих пиков.

Основная цель работы состояла в изучении параметров, характеризующих p -рассеяние, на основе измерения и анализа усреднённых по энергии угловых распределений рассеянных нейтронов в области энергий до сотен кэВ для ядер с A в области пика S_+ . В частности, ставилась цель непосредственного наблюдения расщепления пиков для S_+ и S_- .

Научная новизна и практическая ценность работы заключается в том, что впервые:

- 1) разработана методика измерения и параметризации G в области энергий, достаточной для извлечения параметров p -рассеяния, которые были получены для широкого круга ядер;
- 2) наблюдается спин-орбитальное расщепление p -силовых функций S_+ и S_- ;
- 3) наблюдается зависимость радиуса p -потенциального рассеяния нейтронов от A в широкой области изменения A ;
- 4) проведенная параметризация при гладкой зависимости параметров от A позволяет делать расчётные оценки G при отсутствии экспериментальной информации для многих ядер в этой области изменения A .

Положения и результаты, вынесенные на защиту

- 1) Создана установка и разработана методика для измерения усреднённых по энергии дифференциальных сечений G упругого рассеяния нейтронов при энергиях от 1 эВ до 400 кэВ.
- 2) Получено в представлении полного момента нейтрона выражение G через силовые функции S_+ и радиусы потенциального рассеяния.
- 3) Измерены параметры анизотропии G в области энергий от 1 кэВ до 420 кэВ для 17-ти элементов и 7-ми изотопов в области A от 50 до 180.
- 4) Для 14-ти чётных по Z элементов и 5-ти изотопов олова получены значения p -силовых функций и p -радиусов потенциального рассеяния.
- 5) Наблюдено спин-орбитальное расщепление пиков $S_+(A)$ и $S_-(A)$.
- 6) Наблюдена зависимость от A ($50 \leq A \leq 130$) радиуса p -потенциального рассеяния.

Апробация работы и публикации. Основные результаты работы докладывались на Международной конференции по ядерным данным для науки и технологии (Антверпен, 1982), на 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике (Киев, 1983).

Основные материалы, включённые в диссертацию, опубликованы в 11-ти печатных работах (список в конце автореферата).

Объём и структура диссертации. Работа состоит из введения, четырёх глав, заключения и списка литературы - всего 96 страниц, включая 24 рисунка, 7 таблиц и библиографию из 60 наименований.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении описана ситуация, сложившаяся к началу проведения работы, с экспериментальными данными о S_+ и их теоретическим описанием. Кратко рассматриваются существующие методики получения S_+ , которые сравниваются между собой. Отмечается, что используемая в работах, описываемых в диссертации, методика не применялась раньше из-за методических трудностей и отсутствия необходимых математических соотношений. Сформулирована цель исследований и показана их актуальность. В конце сформулированы положения и результаты, вынесенные на защиту, и дано краткое изложение содержания диссертации.

Первая глава посвящена вопросам, составляющим теоретическую базу настоящего исследования:

I. В представлении полного момента нейтрона L получено соотношение для G , выраженное через интересующие нас параметры - силовые функции и диагональные элементы R -матрицы R (обычно обозначаемые как R^∞), описывающие вклад в рассеяние далёких резонансов и определяющие вместе с радиусом канала a радиусы потенциального рассеяния. Выражение для G обычно даётся в представлении спина канала. Это удобно, так как при отсутствии поляризации спина канала нет интерференции между каналами. Но в нашем случае более физично работать в L -представлении, так как пики S_+ и S_- соответствуют одночастичным P -состояниям с квантовыми числами $L = 3/2$ и $1/2$.

Разложенное по полиномам Лежандра P_k сечение G имеет вид

$$G = B_0 + B_1 P_1 + B_2 P_2, \quad \omega_1 = B_1/B_0, \quad \omega_2 = B_2/B_0. \quad (I)$$

При $l < 2$ сложность (I) ограничивается $K \leq 2$. Члены с $K=1$ возникают из-за интерференции s - и p -волн. Резонансные члены (чётность сохраняется) входят при $K=0$ и 2. При $E < 500$ кэВ вклад квадрата амплитуды d -волны в G ещё пренебрежимо мал, но доля (при P_2) интерференционного члена между s - и d -волнами учитывалась, так как она может быть не малой (10%) уже при $E = 100$ кэВ. Следующий по величине член, описывающий интерференцию p - и d -волн (при P_3), становится заметным даже у самых тяжёлых ядер только при $E > 500$ кэВ.

В нашем случае, когда S_+ и R_+ значительно превышают соответственно S_0, S_2, R_0, R_2 , d -волну можно учитывать как поправку, беря параметры S_2 и R_2 такими же, как для s -волны, так как s - и d -одночастичные состояния одной оболочки близки по энергии.

2. На основе теоретической связи параметров S_+ и R_+ рассматривается зависимость $R_+(A)$. Через R учитывается в R -матричном подходе дополнительное (в сравнении с рассеянием на непроницаемой сфере) потенциальное рассеяние, появляющееся из-за вклада резонансов,

удалённых от данного энергетического интервала. Вклады в R резонансов, расположенных слева и справа, имеют противоположные знаки. Рисунок I демонстрирует поведение $R(A)$.

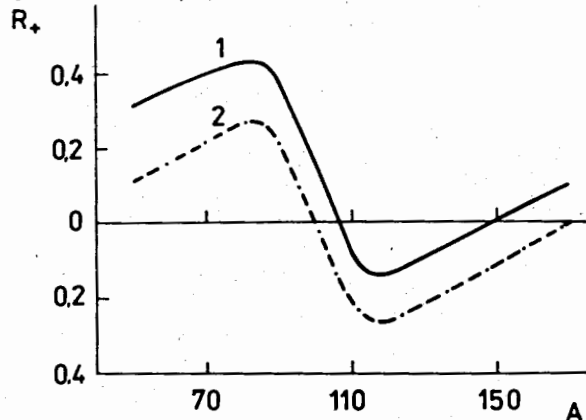


Рис. I
Зависимость $R_+(A)$, кривая I с учётом принципа Паули - занятые состояния в яме не дают вклада в R . Кривая для $R_-(A)$ будет сдвинута вправо приблизительно на 10 единиц A .

Радиус потенциального рассеяния связан с R таким соотношением:

$$R'_e = a \left(1 - \frac{(2l+1)R_e}{1+lR_e} \right).$$

Отсюда видно, что (амплитуда изменения R_0 и R_l вблизи соответствующих одночастичных состояний одинакова) зависимость $R'_e(A)$ должна быть более резкой, чем $-R'_0(A)$.

3. Оценены флуктуации (от одного энергетического интервала к другому) параметров R_e , R'_e , ω_l , вызываемые флуктуациями нейтронных ширин резонансов.

4. Рассматривается влияние величины R на выражение силовой функции через нейтронные ширин резонансов, полученные из эксперимента.

Обычно для получения приведённой нейтронной ширины и соответствующей S используется фактор проницаемости при $R=0$. Проницаемость зависит сильно от выбора радиуса канала. Произвол этого выбора компенсируется в R -матричном формализме величинами R . Поэтому использование выражений для проницаемости при $R=0$ приводит к ошибке, и правильное значение силовой функции $S'_e = S_e d_e$. Поправочный множитель d_e , во-первых, может довольно сильно меняться с энергией, приводя к энергетической зависимости обычно используемой S (эта зависимость заметна при $E > 10$ кэВ), во-вторых, при низких E существенно различается для разных l ($d_e \approx (1+lR_e)^2$), оставаясь независимым от R_0 при $l=0$. Для экспериментальных значений S , полученных большей частью при малых E , существенен последний "низкоэнергетический" эф-

фект поправки d_e , который демонстрируется на рисунке 2.

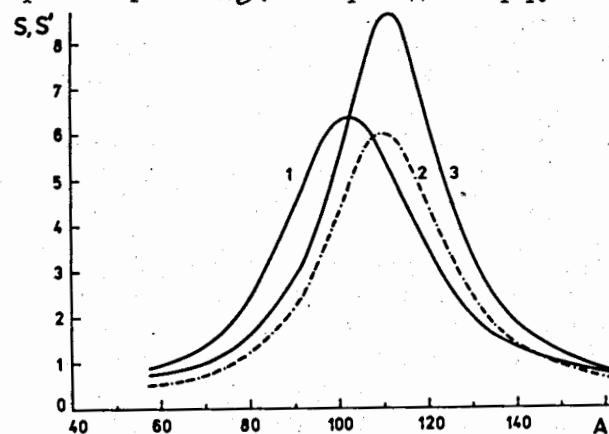


Рис. 2
Зависимость от A р-силовых функций: кривая I - проницаемости взяты при $R_l=0$, кривые 2 и 3 с $R(A)$, полученным с учётом и без учёта принципа Паули (см. рис. I).

Поскольку литературные значения S_l сильно отличаются от S'_l , а для $l=0$ S_0 и S'_0 практически совпадают, то оптика, дающая значения S'_0 и S'_l , не может описывать с одними и теми же параметрами значения S_0 и S_l .

5. Рассматривается влияние выбора граничных условий B в R -матричном формализме на параметры S и R , извлекаемые при параметризации экспериментальных данных. Параметризация сечения зависит не только от выбора a , но и от выбора B . И если мы хотим не только параметризовать экспериментальное G , но и сравнить полученные параметры с теоретическими, то теория должна давать при некотором a и граничные условия B , с которыми необходимо обрабатывать G для получения S и R . В противном случае $B \neq B'$ полученные S и R , вообще говоря, не будут согласовываться даже с правильной теорией.

Вторая глава посвящена методическим вопросам эксперимента и обработке непосредственных экспериментальных данных.

I. Основные измерения выполнены на импульсном быстром реакторе ИБР-30 ОИЯИ в бустерном режиме на базе 252 м при энергетическом разрешении 18 нс/м. Кроме того, для многих образцов измерения проводились и в реакторном режиме с разрешением 240 нс/м.

Детектор представлял собой батарею из 50 пропорциональных ^3He -счётчиков с давлением 10 атмосфер изотопа гелия-3. Детектор с внешней защитой толщиной около 10 см смеси карбида бора с парафином и внутренней, представляющей собой набор дюралевых сосудов толщиной 10 см, наполненных смоченным карбидом бора, занимает по сигналу ЭВМ три угловых положения. Разброс угла рассеяния составляет 20 градусов. Входное окно защиты перекрывалось двумя сантиметрами карбида бора.

Для измерений использовались плоские или почти плоские образцы, не выходящие за границу пучка.

Плоскость образца составляет с пучком 45 или 135 градусов: "на прострел" для углов рассеяния $< 90^\circ$ и на отражение для углов $\geq 90^\circ$.

Держатель образца кроме привода для изменения угла относительно пучка имеет привод вертикального перемещения образца - в пучок и из пучка. Для мониторинга пучка использовались два коронных борных счётчика СМ-11. Кроме этой установки измерения проводились на установке, выполненной по той же схеме, но имеющей меньшие размеры, расположенной на пучке фильтрованных нейтронов реактора ВВР-М в Киеве.

Измерительная программа, осуществляемая ЭВМ, последовательно и циклически накапливает 8 спектров длиной в 1024 канала для каждого, соответствующих различным положениям образца и детектора: 4 измерения с образцом и 4 фоновых, при 90° проводится два измерения - "на прострел и на отражение".

Первый этап обработки данных состоял в формировании спектров для трёх углов рассеяния: 45° , 90° , 135° , укороченных путём суммирования по заданным интервалам, нормировки на отчёты мониторов, вычитания фона, внесения поправки на самоэкранировку образца и изменения эффективности детектора с углом рассеяния. Затем из трёх полученных спектров J согласно формуле $J = c(1 + \omega_1 \rho_1 + \omega_2 \rho_2)$ вычислялись три спектра параметров ω_1 , ω_2 , c . Из c определяется G_3 путём калибровки на сечение графита.

2. При невысоком разрешении и существенной энергетической зависимости измеряемых величин и характеристик установки особое значение уделялось правильному определению эффективной энергии, к которой мы относим параметры сечения, измеренные в некотором интервале времени пролёта.

3. Основной вклад в фон создавали нейтроны, рассеянные воздухом, находящимся в пучке нейтронов. Этот воздушный фон учитывался путём вычитания интенсивности счёта "без образца" от измерения "с образцом". При этом ошибка в фоне, возникающая из-за экранирования образцом половины столба воздуха, составляла меньше 5% от всего фона при средних толщинах образца. Кроме того, ошибки из-за неправильного учёта фона возможны для доли фона, возникающего от быстрых нейтронов вспышки реактора, рассеиваемых образцом и воздухом с последующим замедлением и приходом в детектор спустя некоторое время. Была проведена широкая программа контрольных опытов для выяснения величины разных составляющих фона, которая показала, что доля фона от реакторной вспышки не превышает 10% от всего фона.

4. Искажение интенсивности рассеяния может происходить из-за разного ослабления в образце падающего и рассеянного потока при разных

углах рассеяния и из-за разных эффективностей детектора при этих углах. Величина поправки определяется толщиной (nG_4) образца, а поэтому nG_4 выбирались достаточно малыми ($0,05 < nG_4 < 0,15$), чтобы неточность поправки (многократное рассеяние) не могла существенно исказить угловое распределение.

5. Паразитную анизотропию вносит примесный водород, содержащийся в образце в виде влаги, или адсорбированный в металле. Примесь водорода контролировалась по анизотропии рассеяния при низких энергиях, где ядерное рассеяние практически изотропно.

6. С целью проверки основной методики были предприняты измерения на стационарном реакторе ВВР-М в Киеве с фильтрованными нейтронами с энергией 144 кэВ. Систематические ошибки этих двух методик отличаются, и поэтому совпадение результатов, полученных в этих случаях, даёт дополнительную веру в их надёжность.

Третья глава посвящена описанию проведённых измерений, сравнению их с имеющимися литературными данными, обсуждению возможных систематических ошибок сравниваемых данных.

I. Набор "статистики" осуществлялся до уровня, который обеспечивал статистическую точность в G_3 , ω_1 , ω_2 не хуже нескольких процентов на один энергетический интервал, на что затрачивалось для образца средней толщины около 50 часов чистого измерительного времени.

Параметры G_3 , ω_1 , ω_2 вычислялись приблизительно в 10 интервалах до энергии 60 кэВ для реакторных данных и в 20 интервалах до 440 кэВ для бустерных данных.

Результатом обработки непосредственных экспериментальных интенсивностей являются спектры G_3 , ω_1 , ω_2 для 13 элементов с чётным Z для 4 - с нечётным Z и 7-ми изотопов олова.

2. Наши спектры параметров анизотропии можно сравнить с данными трёх групп Аргонской лаборатории (источник нейтронов - реакция p на литии-7, осуществляемая на электростатическом генераторе), относящимися соответственно к таким энергетическим интервалам: I. 30-1500 кэВ, II. 275 - 850 кэВ, III. 300-1500 кэВ.

Типичные статистические ошибки наших данных меняются приблизительно от 1,5% при 440 кэВ до 2,5% при низких энергиях. Статистические ошибки чужих данных значительно больше и составляют 0,05 для ω_1 и 0,1 для ω_2 в данных группы I и в 1,5-2 раза меньше в данных групп II и III.

В целом, имея в виду статистические ошибки, можно констатировать хорошее согласие наших данных с результатами групп I и II; для данных же группы III - хорошее согласие для Pd , Fe , Zr , Cd , удовлет-

ворительное для Zn, Mo, Ag, In, Sn , плохое - для Te, Ti, Ce, Ni , где данные III по ω , превышают наши (и данные II для Ti и Ni) для отдельных интервалов на 50%. Подробный анализ данных и сравнение методик позволяет сделать вывод об ошибках в методике группы III. Вероятной причиной могут быть примеси в образцах этой группы водорода, содержание которого в "чужих работах" не контролировалось.

В четвёртой главе:

1. Прежде чем описать процедуру МНК-параметризации спектров G_3 , ω_1 , ω_2 с помощью соотношений, описанных в главе I, обсуждается роль параметров S_0, S_+, R_0, R_+ в разных членах $-B_0, B_1, B_2$ формулы (I), описывающей угловое распределение рассеянных нейтронов при $E < 500$ кэВ. На рис. 3 демонстрируются вклады разных членов.

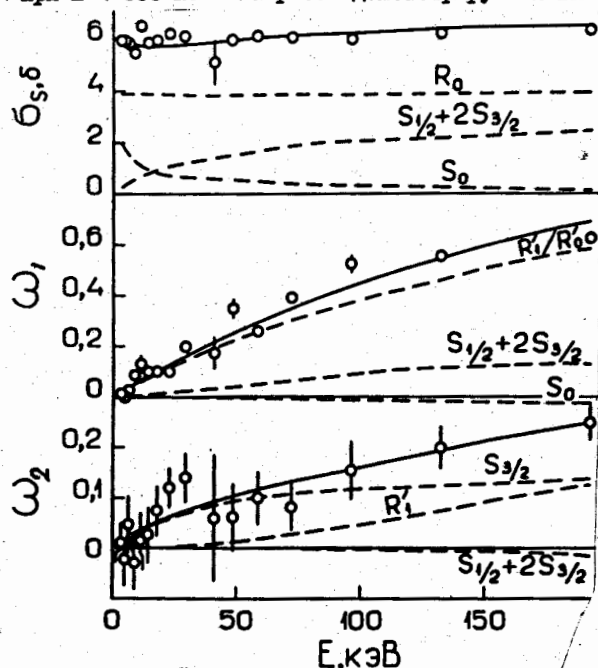


Рис. 3
Иллюстрация роли разных параметров в описании спектров G_3 , ω_1 , ω_2 .

У кривых указаны "главные" параметры, существенно определяющие ход кривой, и показана сумма всех вкладов, соответствующая реальной подгонке (Cd).

При $E < 50-100$ кэВ член B_2 определяется в основном значением S_+ , что и обеспечивает надёжность извлечения этого параметра. Член B_1 почти исключительно определяется значениями R_+ и R_- . Однако из-за малости фаз р-потенциального рассеяния разделить вклады R_+ и R_- при нашей точности измерений невозможно, и практически извлекалась величина, близкая к $R'_+ = (R'_+ + 2R_+)/3$. В члене B_0 проявляются практически только параметры R_0 и S_0 .

При $E > 50-100$ кэВ увеличивается число параметров, играющих значительную роль в каждом из членов сечения - B_0, B_1, B_2 . Но из-за разной энергетической зависимости вкладов членов с разными параметрами значения интересующих нас параметров можно определить из достаточно точных экспериментальных данных.

Чтобы облегчить выделение вкладов S_0 и S_+ для всех образцов были привлечены к параметризации данные для нарастающих сумм приведённых нейтронных ширин, взятые из атласа.

2. С целью проанализировать корреляцию одних параметров - S_0, R_0, S_+ и устойчивость других - S_+, R_+ обсуждаются предпринятые разнообразные методические МНК-подгонки. Суммируя результаты таких подгонок, можно констатировать: а) прежде всего, устойчивость получаемых значений для S_+ , б) устойчивость получаемой формы кривой для зависимости $R'_+(A)$, в) сильную корреляцию между параметрами R_+ и R_- , препятствующую получению их из наших данных, но при фиксированной расчётной функции $R_+(A)$ подгонка даёт зависимость $R'_+(A)$, качественно согласующуюся с ожидаемой, г) имеет место корреляция между следующими параметрами: R_0, S_0, S_-, R_+ , но не настолько большая, чтобы сделать невозможными подгонки со всеми варьируемыми параметрами.

3. Хотя в описываемых работах не ставилась цель получить значения S_0 (образцы были для этого слишком толстые, так как выбирались для определения параметров р-рассеяния), и S_0 отводилась роль методически-формального параметра, учитывающего энергетическую зависимость вклада в сечение δ -резонансов, тем не менее полученные значения S_0 для ядер, не имеющих сильных резонансов, находятся в согласии с атласными данными.

Наши значения R'_0 в 4-х случаях ниже атласных приблизительно на два стандартных отклонения. Эти расхождения могут быть вызваны существенным различием энергетических областей, в которых определялись сравниваемые R'_0 . У нас R'_0 определены в значительно более широкой области, и поэтому флуктуации хорошо усреднены.

Сравнивать наши и атласные данные для S_+ можно только качественно, так как при получении S_+ повсеместно не учитывается d_1 -фактор, а он, как было показано, существенно меняет S_+ .

Что касается наших значений для параметров S_+, S_-, R'_+ , то они получены впервые.

4. На рис. 4 представлены наши данные о параметрах S_+ и S_- . Линия на нём - иллюстративное МНК-описание наших точек для S_+ и S_- трёхпараметрическими функциями, соответствующими лоренцевым кривым в энергетической шкале. Ширины и высоты пиков совпадают в пределах статистических ошибок.

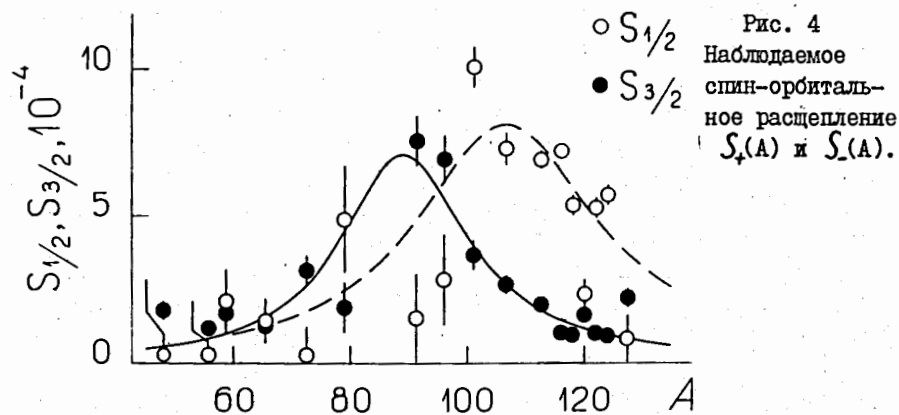
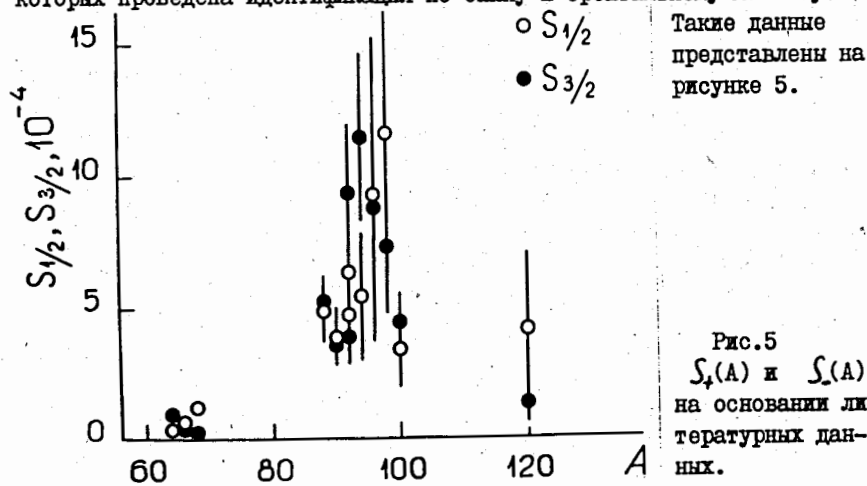


Рис. 4
Наблюдаемое
спин-орбиталь-
ное расщепление
 $S_{+}(A)$ и $S_{-}(A)$.

Относительное расположение пиков качественно согласуется с положением одночастичных уровней в оболочечной модели, но расщепление пиков $\Delta A = 17 \pm 4$, полученное нами, превышает значение $\Delta A \approx 10$, рассчитанное по оптической модели. Такое расхождение можно объяснить следующим: из-за поправочного фактора d_i пик S_{+} сдвигается (в сравнении с S_{+}) сильнее влево, чем пик S_{-} , так как получаемое нами R_i близко к величине $(2R_{+}' + R_{-}')/3$ и, значит, оказывается ближе к R_{+}' , а не к R_{-}' . Заметим, что искажения пиков р-слоновых функций имеют место не только для наших данных (S_{+} , S_{-}), но и ещё большее для литературных данных (S_i), где d_i - фактор вовсе не учитывался.

Полученную нами информацию о $S_{+}(A)$ и $S_{-}(A)$ можно сравнить с данными, вычисленными из значений нейтронных ширин резонансов, для которых проведена идентификация по спину и орбитальному моменту.



Такие данные
представлены на
рисунке 5.

Рис. 5
 $S_{+}(A)$ и $S_{-}(A)$
на основании ли-
тературных дан-
ных.

Полученная нами зависимость $R_i'(A)$ представлена на рис. 6. Чужие данные (светлые кружки), включённые туда же, можно сравнивать с нашими только качественно, так как при параметризации дифференциального сечения рассеяния нейтрона (наши данные) и полного сечения взаимодействия его с ядром (чужие данные) использовались разные граничные условия. Наблюдаемая зависимость $R_i'(A)$ подобна хорошо известной зависимости $R_0(A)$, но имеет более резкий характер. Что понятно из вида выражения радиуса потенциального рассеяния (при разных ℓ) через R_2 . А форма зависимости $R_2(A)$ для s- и p-волн должна приблизительно совпадать, если исключить сдвиг по A. Эти подобие и различие в поведении $R_0(A)$ и $R_i'(A)$ подтверждены расчётом, не претендующим на количественное описание.

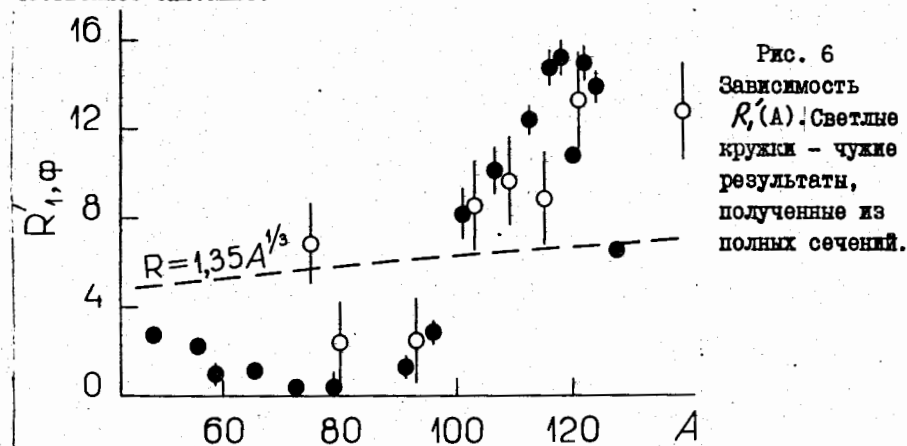


Рис. 6
Зависимость
 $R_i'(A)$. Светлые
кружки - чужие
результаты,
полученные из
полных сечений.

В заключении подводятся итоги изложенных в диссертации исследований и выделяются следующие основные результаты, в большинстве своём полученные впервые:

1. Создана экспериментальная установка и разработана методика для измерения усреднённого по энергии дифференциального сечения упругого рассеяния нейтронов.
2. При разработке методики внесения поправок на примеси в образце водорода предложен способ определения концентрации водорода в образцах с большим A.
3. Для описания угловых распределений с помощью параметров S_ℓ и R_ℓ получены формулы в представлении полного момента нейтрона, удобные при рассмотрении спин-орбитальных эффектов.
4. Теоретически оценены флуктуации для параметров R_i , а также для R_i' и ω_i .
5. Показано, что для количественного сравнения р-слоновых функций

с теоретическим расчётом надо знать параметры R и граничные условия, соответствующие теоретическому расчёту.

6. Измерены дифференциальные сечения (получены G_3, ω_1, ω_2) нейтронов в области энергий от 1 до 420 кэВ для 17 элементов и 7 изотопов олова в области A от 50 до 180.

7. Из спектров G_3, ω_1, ω_2 14-ти чётных по Z элементов и 5-ти изотопов олова получены параметры $S_0, R_0', S_+, S_-, R_1'$.

8. Непосредственно наблюдается спин-орбитальное расщепление пиков силовых функций S_+, S_- , соответствующих фрагментации $ZR_{3/2}$ и $ZR_{1/2}$ одночастичных состояний.

9. Наблюдено поведение R_1' в зависимости от A в области A от 50 до 130.

10. Поставлены задачи, которые необходимо решить для корректного численного сравнения S_+, S_- с теоретическими расчётами (использование при параметризации экспериментальных данных различающихся параметров R_+ и R_- и граничных условий, соответствующих тому расчёту, с которым будут сравниваться извлечённые параметры).

Основные работы, положенные в основу диссертации:

1. Николенко В.Г., Попов А.Б., Самосват Г.С. Дифференциальные нейтронные сечения рассеяния, средние нейтронные параметры изотопов олова. - Дубна, 1982, 4с. (Препринт/Объед.ин-т.ядер. исслед.: P3-82-436).
2. Николенко В.Г. Радиусы потенциального рассеяния s - и p -нейтронов и принцип Паули. Дубна, 1983, 10с. (Препринт/Объед. ин-т ядер. исслед.: P4-83-128).
3. Николенко В.Г. О статистической неопределённости сечения потенциального рассеяния медленных нейтронов. Дубна, 1981, 5с. (Сообщение/Объед.ин-т ядер. исслед.:P4-83-225).
4. Николенко В.Г. Влияние выбора граничных условий R -матричного формализма на приведённые ширины, получаемые из эксперимента. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 2-6 октября 1983). - М., ЦНИИатоминформ, 1984, ч.1, с.148-151.
5. Вагов В.А., Ермаков В.А., Зинин 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).
6. Гребнёв 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).

7. 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).
8. Зо Ин Ок, Николенко В.Г., Попов А.Б., Самосват Г.С. Наблюдение спин-орбитального расщепления Zr -максимума нейтронной силовой функции. - Письма в ЕТФ, 38, 6, с. 304-306, 1983.
9. Зо Ин Ок, Николенко В.Г., Попов А.Б., Самосват Г.С. Получение силовых функций и радиусов из усреднённых дифференциальных сечений рассеяния. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 2-6 октября 1983). М., ЦНИИатоминформ, 1984, ч.3, с.343-347.
10. Николенко В.Г. Силовые функции, фазы потенциального рассеяния и принцип Паули. - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 6-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 2-6 октября 1983). М., ЦНИИатоминформ, 1984, ч.3, с. 348-352.
11. Nikolenko V.G., Popov A.B., Samosvat G.S. Differential neutron scattering cross sections and average neutron parameters of tin isotopes. - In: Proceedings of the International Conference - Nuclear Data for Science and Technology, Antwerp, 6-10 September 1982, p. 781-782.

Гинки

Рукопись поступила в издательский отдел

8 июня 1987 года.