

A-465



Handwritten signature

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

3-86-335

УДК 539.171.4

АЛЕКСАНДРОВ

Юрий Андреевич

ИЗУЧЕНИЕ

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СВОЙСТВ НЕЙТРОНА

Специальность: 01.04.16 - физика атомного ядра
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой
степени доктора физико-математических наук

Дубна, 1986

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики
Объединенного института ядерных исследований

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,
профессор

АБОВ Ю.Г.

доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник

НАЗАРЕНКО В.А.

доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник

КАРНАУХОВ В.А.

Ведущая организация - Физико-энергетический институт (г.Обнинск)

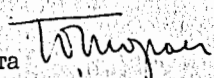
Защита состоится "20" 05 1987 г. в "15" часов
на заседании специализированного совета Д 047.01.05 при
Лаборатории нейтронной физики и Лаборатории ядерных реакций
Объединенного института ядерных исследований (г.Дубна,
Московской области).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Реферат разослан "13" 04 1987 г.

Ученый секретарь

специализированного совета



ТАРАС Ю.В.

1. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Цель работы заключалась в исследовании методами нейтронной физики трех явлений, обусловленных электромагнитными свойствами нейтрона (аномальным магнитным моментом, электрической поляризуемостью и распределением электрического заряда внутри нейтрона):

1) взаимодействия магнитного момента движущегося нейтрона с кулоновским полем ядра (явления, названного нами швингеровским рассеянием),

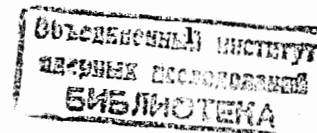
2) взаимодействия наведенного электрического дипольного момента нейтрона с кулоновским полем ядра (электрической поляризуемости нейтрона),

3) взаимодействия нейтрона с электронами, входящими в состав атома (так называемого (ne) -взаимодействия, обязанного своим происхождением как аномальному магнитному моменту нейтрона, так и пространственному распределению электрического заряда внутри нейтрона).

Актуальность проблемы. Нейтрон был открыт в 1932 году и, пожалуй, в истории науки не было открытия, оказавшего большее влияние на жизнь человечества. Изучение свойств нейтрона как элементарной частицы с самого начала было одной из главнейших задач, стоящих перед физикой. К настоящему времени достаточно хорошо изучено взаимодействие нейтронов с ядрами, без этих знаний не были бы построены ядерные реакторы. Знание характеристик нейтрона позволяет использовать его в качестве удобнейшего инструмента во многих исследованиях. Нейтрон сыграл немаловажную роль в решении многих проблем современной физики. По мере развития исследований свойств нейтрона как элементарной частицы все яснее становится, что принципиальные проблемы его взаимодействия с другими частицами и полями открывают перед физикой все новые и новые интереснейшие задачи, и проблема изучения свойств нейтрона, по-видимому, долго не потеряет своей актуальности.

Базовые установки и методики. Основные исследования проводились на различных физических установках Советского Союза. Некоторые из них продолжают оставаться уникальными по сей день. К ним относятся: экспериментальные быстрые реакторы БР-2 и БР-5 (ФЭИ, Обнинск)*, импульсный быстрый реактор ИБР-30 в сочетании с линейным ускорителем

*АЭ, 1956, т. II, с. 497; АЭ, 1961, II, с. 498.



электронов ЛУЭ-40 (ОИИ, Дубна), стационарные тепловые реакторы ВВР-М (ЛИЯФ, ФХИ им. Карпова). Кроме того, отдельные измерения выполнены в ЧССР (ИЯФ, Ржеж) и в ФРГ (реактор FRM, Гархинг-Мюнхен). Использование уникальных установок сыграло определяющую роль как в обнаружении, так и в исследовании ранее недоступных для эксперимента явлений. Не менее важное значение имело также применение оптимальных методик исследования, создание в некоторых случаях специальных детекторов нейтронов (например, водородной спектрометрической камеры с радиотехнической коллимацией протонов отдачи), а также использование для некоторых измерений образцов - мишеней, уникальных по своим ядерно-физическим свойствам (например, нуклида ^{186}W).

Научная новизна работы. Большинство выносимых на защиту экспериментальных и теоретических результатов получены впервые в процессе настоящих исследований, выполненных под руководством и при непосредственном участии автора. Так, в 1955-60 гг. при исследовании рассеяния нейтронов с энергией порядка нескольких мегаэлектронвольт на тяжелых ядрах было обнаружено и исследовано новое явление - швингеровское рассеяние, теоретически предсказанное Швингером в 1948 году. В 1955-57 гг. введено представление об электрической поляризуемости нейтрона при рассеянии его в кулоновском поле ядра, сделаны теоретические оценки коэффициента поляризуемости, показавшие, что это явление может быть замечено экспериментально, вычислена в борновском приближении амплитуда рассеяния, обусловленного поляризуемостью, и предложен возможный опыт для наблюдения этого явления. В 1965-66 гг. из опытов по рассеянию нейтронов с энергией порядка нескольких килоэлектронвольт на свинце получена экспериментальная оценка коэффициента электрической поляризуемости нейтрона. В 1980-82 гг. разработан метод исследования поляризуемости в области энергий нейтронов от долей до сотен электронвольт и получены численные экспериментальные оценки величины коэффициента поляризуемости, лучшие на сегодняшний день. В 1967 году теоретически обосновано, а затем экспериментально впервые подтверждено anomalно малое значение величины амплитуды когерентного ядерного рассеяния тепловых нейтронов нуклидом ^{186}W и предложено применить данный нуклид для исследования (n, e) -взаимодействия. В 1968-74 гг. эти исследования были проведены, в дальнейшем ^{186}W был использован для наблюдения швингеровского рассеяния при дифракции нейтронов, а также для исследования явления поляризуемости нейтрона (1977-80 гг.).

Научная и практическая ценность. Обнаружение в 1955-56 гг. нового явления при взаимодействии нейтронов с ядрами - швингеровского рассеяния положило начало направлению исследований этого явления

как в лабораториях СССР (ФЭИ, ЛИЯФ и др.), так и за границей (США, ФРГ, Италия, Канада и др.). Швингеровское рассеяние поляризованных нейтронов позволяет определять амплитуды рассеяния нейтронов ядрами или степень поляризации исходного пучка нейтронов (при известной амплитуде). Имеются предложения об использовании швингеровского рассеяния для получения данных о магнитных моментах гиперонов и антибарионов, а также о величине и знаке действительной части амплитуды ядерного рассеяния на малые углы в физике высоких энергий. Поляризационный эффект швингеровского рассеяния может привести к некоторому изменению коэффициента диффузии нейтронов в среде и в отдельных случаях представить практический интерес.

Теоретическое предсказание и первые исследования поляризуемости нейтрона также положили начало новому направлению. Исследования были начаты в то время, когда экспериментальной информации о структуре нейтрона не было вообще (первые работы Хофштадтера о нейтроне появились в 1957 году, а имеющиеся к тому времени данные о (n, e) -взаимодействии полностью объяснялись вкладом магнитного релятивистского взаимодействия, рассмотренного Фолди и не связанного непосредственно со структурой нейтрона). Они были выполнены независимо от работ по комптон-эффекту на нуклоне (метод экспериментального определения поляризуемости протона), одновременно с ними (Клейн, 1955 год, Балдин, 1957 и 1960 гг.) и вместе с ними явились существенным шагом в исследовании структуры элементарных частиц, обогатив представления о природе этих частиц, оказавшихся сложными динамически деформируемыми пространственно-протяженными системами. В настоящее время изучение поляризуемостей элементарных частиц является быстро развивающейся областью одного из наиболее важных направлений современной физики - исследования внутреннего строения элементарных частиц.

Наконец, обнаружение anomalно малого ядерного рассеяния нейтронов на нуклиде ^{186}W , сравнительно тяжелом ядре, обладающем к тому же отрицательной длиной рассеяния, открывает методические возможности для применения этого нуклида в исследованиях тонких эффектов электромагнитного взаимодействия нейтронов с веществом. Так, например, при исследовании (n, e) -взаимодействия, результат которого является одним из тестов современных кварковых моделей нуклонов - моделей мешков, применение ^{186}W позволило увеличить относительный вклад измеряемого эффекта в несколько десятков раз. Уникальные ядерные свойства нуклида ^{186}W позволили нам также обнаружить существование в вольфраме гетерофазного состояния (ферромагнитные кластеры в парамагнитной фазе, обусловленные магнитными микропримесью).

Положения и результаты, вынесенные на защиту

I. Экспериментальное обнаружение нового явления – швингеровского рассеяния – при рассеянии на малые углы нейтронов с энергией порядка нескольких мегаэлектронвольт на ядрах свинца. Явление было теоретически предсказано Швингером и представляет собой взаимодействие магнитного момента движущегося нейтрона с кулоновским полем ядра.

2. Разработка экспериментальной методики исследования швингеровского рассеяния нейтронов на ядрах меди, олова, свинца, висмута, урана и плутония в области энергий нейтронов от 0,5 до 8,5 МэВ на быстрых реакторах БР-2 и БР-5 и при дифракции на монокристаллах вольфрама нейтронов с энергией порядка 0,5 – 1,0 эВ на тепловом реакторе.

3. Измерение с помощью швингеровского рассеяния поляризованных нейтронов длин когерентного рассеяния двух изотопических смесей вольфрама, обогащенных изотопом ^{186}W (82% и 90,7%) при дифракции нейтронов с энергиями от 0,05 до 0,25 эВ на монокристаллах.

4. Введение представления о новом явлении – электрической поляризуемости нейтрона при рассеянии его в кулоновском поле ядра. Явление заключается в деформации мезонной оболочки нейтрона под действием кулоновского поля ядра и во взаимодействии наведенного при этом электрического дипольного момента нейтрона с этим полем. Первые оценки коэффициента электрической поляризуемости нейтрона.

5. Вычисление в борновском приближении амплитуды рассеяния, обусловленного электрической поляризуемостью нейтрона.

6. Разработка методики измерений угловых распределений рассеяния килоэлектронвольтных нейтронов ядрами на импульсном реакторе ИБР-30 ОИЯИ по методу времени пролета.

7. Измерение угловых распределений рассеяния нейтронов на ядрах свинца на реакторе ИБР-30 и получение верхней экспериментальной оценки коэффициента электрической поляризуемости нейтрона.

8. Вычисление амплитуды рассеяния нейтронов на атомах с учетом потенциального и резонансного ядерного рассеяния, взаимодействия между нейтроном и электронами атомной оболочки и явления электрической поляризуемости нейтрона в кулоновском поле ядра.

9. Экспериментальное обнаружение аномально малого ядерного рассеяния тепловых нейтронов на ядрах ^{186}W и исследование ядерно-физических свойств двух изотопических смесей вольфрама, обогащенных изотопом ^{186}W .

10. Прецизионные измерения полных сечений взаимодействия нейтронов с ядрами ^{186}W и висмутом в области энергий нейтронов до сотни электронвольт, длины когерентного рассеяния нейтронов на смеси, обо-

гащенной изотопом ^{186}W , и получение численных оценок величины коэффициента электрической поляризуемости нейтрона.

II. Экспериментальное обнаружение явления гетерофазного состояния вольфрама, содержащего магнитные микропримеси. Явление заключается в образовании в парамагнитной фазе вольфрама ферромагнитных кластеров из атомов вольфрама вокруг примесных атомов.

12. Измерение длины рассеяния нейтрона на электроны и определение связанного с ней среднеквадратичного электрического радиуса нейтрона.

Апробация работы и публикации. Результаты включенных в диссертацию исследований неоднократно докладывались на Всесоюзных и Международных совещаниях, симпозиумах и конференциях, где были с большим интересом встречены научной общественностью.

Материалы, включенные в диссертацию, опубликованы в 35 печатных работах, включая две монографии. Список этих работ приведен в конце автореферата.

Объем и структура диссертации. Диссертация состоит из введения, трех глав, подразделенных на 14 параграфов и содержащих основные материалы работы, заключения и списка цитированной литературы. Всего в диссертации 144 страницы машинописного текста, включая 29 рисунков и библиографию из 143 наименований.

II. КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении показана актуальность изучения фундаментальных свойств нейтрона как элементарной частицы и сделаны общие замечания об изучении его электромагнитных свойств. Сформулированы цель и задачи проводимых исследований. Кратко перечислены полученные результаты, показана научная новизна работы, ее научная и практическая ценность, приведены положения и результаты, вынесенные на защиту.

Глава I посвящена швингеровскому рассеянию нейтронов. Швингеровское рассеяние нейтронов обусловлено спин-орбитальным взаимодействием, вызванным движением магнитного момента нейтрона M_n в кулоновском поле ядра. Явление было рассмотрено теоретически Швингером в 1948 году. Благодаря дальнедействующему характеру кулоновского поля для тяжелых ядер эффект становится сравнимым с ядерным рассеянием в области малых углов ($\sim 2-3^\circ$). Дифференциальное сечение рассеяния определяется выражением:

$$\sigma(\theta) = \sigma_0(\theta) + \gamma^2 c + g^2 \frac{\theta}{2} + 2\gamma \int m f_0(\theta) c + g \frac{\theta}{2} (\vec{n} \vec{P}_0), \quad (I)$$

где $\sigma_0(\theta)$ и $f_0(\theta)$ – сечение и амплитуда ядерного рассеяния,

$\vec{\sigma} = \frac{1}{2} M_N \frac{Ze^2}{Mc^2} \vec{P}_0$, \vec{P}_0 - вектор поляризации падающего пучка, \vec{n} связан с \vec{k} и \vec{k}_0 соотношением $[\vec{k} \times \vec{k}_0] = \vec{n} k^2 \sin \theta$, θ - угол рассеяния.

В случае неполяризованных нейтронов третий член в выражении (1) равен нулю и

$$G(\theta) = G_0(\theta) + \gamma^2 ctg^2 \frac{\theta}{2}. \quad (2)$$

Благодаря интерференции спин зависимого швингеровского рассеяния с ядерным рассеянием нейтроны оказываются поляризованными, причем:

$$\vec{P} = \vec{n} \frac{2\gamma \Im m f_0(\theta) ctg \frac{\theta}{2}}{|f_0(\theta)|^2 + \gamma^2 ctg^2 \frac{\theta}{2}}. \quad (3)$$

Экспериментальное обнаружение и исследование швингеровского рассеяния - технически довольно сложная задача. Для ее решения необходимы мощный источник нейтронов и жесткая коллимация, как первичного пучка, так и рассеянных нейтронов. До 1956 года был известен ряд безуспешных попыток обнаружить эффект Швингера на опыте.

Величина сечения швингеровского рассеяния и ее зависимость от угла впервые были исследованы в наших работах 1955-57 гг. Источниками быстрых нейтронов в этих работах служили экспериментальные реакторы на быстрых нейтронах с жидкометаллическим охлаждением БР-2 и БР-5. Для спектрометрии реакторных нейтронов применялись специальные детекторы, в частности, длинная (порядка 1 м) цилиндрическая ионизационная камера, наполненная гелием или водородом до давлений 5-15 атм. Наличие у гелия в сечении рассеяния нейтронов резонанса при энергии порядка 1,2 МэВ приводит к тому, что гелиевая камера является эффективным детектором нейтронов в области энергий 1-2 МэВ. При работе с водородной камерой использовался метод радиотехнической коллимации протонов отдачи. Из всех импульсов, возникающих на электродах камеры, выделялись только те, которые соответствовали лобовым столкновениям нейтронов с протонами. Далее импульсы анализировались по амплитуде.

В процессе исследований нами были определены дифференциальные сечения рассеяния нейтронов на ядрах плутония, урана, тория, висмута, свинца, олова и меди при различных энергиях нейтронов от 0,5 до 8,5 МэВ. В качестве примера на рис. I приведены полученные в результате проведенных измерений дифференциальные сечения рассеяния нейтронов с энергией $\sim 1,5$ МэВ на малые углы на ядрах висмута, свинца и олова.

Основная трудность при интерпретации экспериментальных данных заключается в правильном учете ядерного рассеяния. Так как не существует соответствующей строгой теории, то при учете эффекта ядерного взаимодействия приходится прибегать к различного рода модельным

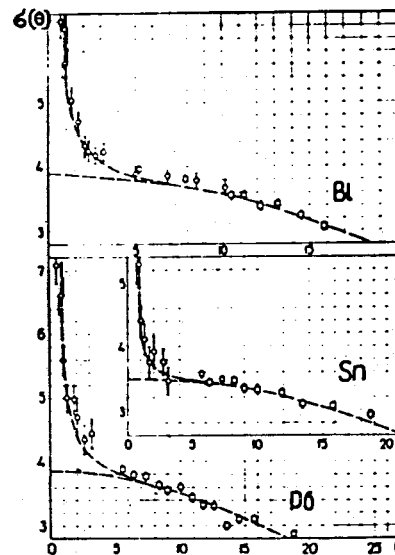


Рис. I. Результаты измерений угловых распределений нейтронов на висмуте, свинце и олове.

$$[G(\theta)] = \frac{\text{барн}}{\text{стер}}$$

Крутой рост сечения в области малых углов обусловлен швингеровским рассеянием.

представлениям. Наиболее адекватно ядерное рассеяние нейтронов описывает оптическая модель. Однако, как известно, единых представлений об аналитическом выражении оптического ядерного потенциала и его параметрах нет. Поэтому делать уверенные выводы о каких-либо закономерностях в расхождении между расчетными и экспериментальными данными довольно трудно. В ряде работ исследовался вопрос о том, может ли оптическая модель, дополненная швингеровским потенциалом и дающая удовлетворительное описание рассеяния на большие углы, описать рассеяние в области малых углов. Выводы, сделанные в этих работах, не являются однозначными. Тщательные исследования рассеяния на малые углы были проведены в наших работах и работах ФЭИ (Обнинск) в 60-гг. Источником нейтронов служил быстрый реактор БР-5. Большая интенсивность нейтронного потока обеспечила высокую статистическую точность измеренных сечений - статистическая погрешность в основном не превышала 1%. В результате было получено, что несмотря на большое число варьируемых параметров оптической модели ядра (до 22), добавление к ядерному и швингеровскому потенциалам небольшого дальнего действующего потенциала, зависящего от расстояния как $1/r^4$, заметно улучшает теоретическое описание экспериментальных данных по рассеянию нейтронов на малые углы.

Исследования, проведенные в последующее десятилетие, как с поляризованными, так и с неполяризованными нейтронами, не дали окончательного ответа на вопрос: способна ли оптическая модель ядра, допол-

ненная лишь швингеровским потенциалом, описать рассеяние нейтронов на малые углы тяжелыми ядрами или же существует какое-либо дополнительное дальнедействующее взаимодействие, проявляющееся в рассеянии? В связи с этим следует заметить, что проведенный в конце 70-х годов в работах итальянских физиков модельно независимый анализ экспериментальных данных, опирающийся на оптическую теорему, не исключает гипотезу об аномальном рассеянии нейтронов тяжелыми ядрами.

В ряде случаев швингеровское рассеяние поляризованных нейтронов позволяет определять длины когерентного рассеяния. В частности, нами проводились измерения длин когерентного рассеяния двух изотопических смесей вольфрама, обогащенных изотопом ^{186}W , в интервале энергий нейтронов от 0,05 до 0,25 эВ. Измерения были выполнены на спектрометре поляризованных нейтронов Института ядерной физики ЧСАН (Ржев, ЧССР). Нейтроны, выходящие из стационарного теплового реактора, отражались от плоскости (111) помещенного в магнитное поле монокристалла $\text{Co}(92\%)\text{-Fe}(8\%)$, служащего монохроматором и поляризатором нейтронов. Степень поляризации P достигала 97%. После прохождения через магнитный соленоид и устройство, позволяющее изменять направление спина нейтрона на противоположное (с эффективностью Φ равной 94%), нейтроны попадали на образец - монокристалл вольфрама. Для отражения (110) измерялось поляризационное отношение $R = I_+/I_-$, где I_+ и I_- - интенсивности брэгговских отражений нейтронов с противоположными направлениями спинов. R связано с длиной рассеяния $b_{\text{ког}}$ следующим образом:

$$R = \frac{b_{\text{ког}}^2 + \left(\frac{k b_{\text{от}}}{4\pi} + (1-f)P\delta\text{ctg}\theta\right)^2}{b_{\text{ког}}^2 + \left(\frac{k b_{\text{от}}}{4\pi} - (1-f)P\delta\text{ctg}\theta\right)^2},$$

где f - атомный формфактор, а θ - угол Брэгга, откуда можно определить $b_{\text{ког}}$. Результаты проведенных измерений находятся в согласии со значениями длин рассеяния, полученными нами в экспериментах с применением фильтров Кристиансена (см. ниже).

В заключение отметим, что в литературе рассматривались вопросы, связанные с влиянием швингеровского рассеяния на поляризационные эффекты при упругом рассеянии нуклонов и гиперонов при высоких энергиях. Обсуждаются возможности определения действительной части ядерной амплитуды при малых углах рассеяния, создания пучков поляризованных барионов и получения данных о магнитных моментах гиперонов и антибарионов.

Глава 2 содержит описание исследований электрической поляризуемости нейтрона.

Понятие об электрической поляризуемости нейтрона было введено

нами в 1956 г. при рассмотрении вопросов рассеяния нейтронов в кулоновском поле тяжелых ядер. Одновременно и независимо представления о поляризуемости нуклонов были введены Клейном (1955 г.) и Балдиным (1957 и 1960 гг.) в связи с описанием процессов рассеяния фотонов и фоторождения пионов на нуклонах. Наряду с массой, зарядом, магнитным и электрическим моментами поляризуемость (электрическая и магнитная) - фундаментальная характеристика, необходимость введения которой диктуется соображениями полноты описания взаимодействия элементарных частиц.

Экспериментальное определение поляризуемостей нуклонов представляет собой довольно трудную задачу. Электрическая поляризуемость протона впервые была определена группой Гольданского (1960 г.) в экспериментах по упругому рассеянию фотонов на протонах при энергиях фотонов ниже порога рождения мезонов. Оценить поляризуемость нейтрона значительно сложнее, поскольку невозможно получить прямые экспериментальные данные ни по рассеянию фотонов нейтронами, ни по фоторождению пионов на нейтронах.

Единственным на сегодняшний день прямым источником получения информации о поляризуемости нейтрона является изучение рассеяния нейтронов малых и средних энергий тяжелыми ядрами.

Если нейтрон имеет протяженную структуру, включающую в себя заряды разных знаков, то под действием электрического поля \vec{E} ядра, имеющего заряд Ze , у нейтрона появляется наведенный электрический дипольный момент

$$\vec{D} = \alpha \vec{E}(\vec{r}), \quad (4)$$

где α - коэффициент электрической поляризуемости (статической) нейтрона. В гамльтониане взаимодействия нейтрона с ядром появляется дипольный член вида:

$$- \frac{1}{2} \alpha \frac{(Ze)^2}{r^4}. \quad (5)$$

Амплитуда поляризационного рассеяния нейтронов в кулоновском поле ядра была вычислена нами в борновском приближении:

$$f_0(\theta) = \frac{M\alpha(Ze)^2}{2R} qR \left[\frac{\text{Sin}qR}{(qR)^2} + \frac{\text{Cos}qR}{qR} + \text{Si}(qR) \right], \quad (6)$$

где $q = 2k \text{Sin} \frac{\theta}{2}$, R - радиус ядра, θ - угол рассеяния, M - приведенная масса нейтрона.

В виде обычного разложения по полиномам Лежандра амплитуда (6) имеет вид:

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum (2\ell+1) [\exp(2i\zeta_\ell) - 1] P_\ell(\cos\theta), \quad (7)$$

где $\zeta_0 = M_d \left(\frac{\zeta_e}{k} \right)^2 \left[\frac{k}{R} - \frac{\pi}{3} k^2 + \dots \right]$

$$\zeta_1 = M_d \left(\frac{\zeta_e}{k} \right)^2 \left[\frac{\pi}{15} k^2 - \frac{R}{9} k^3 + \dots \right], \quad \zeta_2 = M_d \left(\frac{\zeta_e}{k} \right)^2 \left[\frac{1}{105} k^2 + \dots \right] \quad (8)$$

и т.д.

Первые экспериментальные поиски влияния эффекта поляризуемости нейтрона на процесс рассеяния были тесно связаны с исследованиями швингеровского взаимодействия. Поскольку поляризационное рассеяние обусловлено дальнедействующими силами, то поиски вызванных ими эффектов при энергии нейтронов порядка нескольких мегаэлектронвольт следует вести в области малых углов рассеяния порядка или менее 10^0 . Из проведенных опытов с уверенностью можно было утверждать, что $\alpha < 4 \cdot 10^{-1} \text{ ФМ}^3$.

Эксперименты по рассеянию нейтронов на тяжелых ядрах в области более низких энергий (менее 300 кэВ) также позволяют получить информацию об электрической поляризуемости нейтрона. Если представить дифференциальное сечение рассеяния в виде разложения в ряд по полиномам Лежандра $P_\ell(\cos\theta)$:

$$G(\theta) = \frac{\sigma_0}{4\pi} \left[1 + \sum_{\ell=0}^{\infty} \omega_\ell P_\ell(\cos\theta) \right], \quad (9)$$

где σ_0 - полное сечение потенциального рассеяния, и воспользоваться известным приближением для фаз рассеяния на короткодействующем потенциале ядра $\delta_\ell \approx (\kappa R)^{2\ell+1}$, то в случае чисто ядерного взаимодействия коэффициент ω_1 есть линейная функция энергии нейтронов E . При учете интерференции ядерного рассеяния с поляризационным в ω_1 появляется член, пропорциональный \sqrt{E} :

$$\omega_1 = \alpha E + \beta \sqrt{E}, \quad (10)$$

где $\beta = -2,5 \cdot 10^{-4} M^{3/2} \frac{e^2}{\hbar^2} \alpha Z^2 / G_0^{1/2}$, если энергию E в (10) выразить в килоэлектронвольтах. Такой анализ был проведен в работе Талера для рассеяния нейтронов с энергиями 50-300 кэВ на ядрах урана и привел к оценке $\alpha \leq 2 \cdot 10^{-2} \text{ ФМ}^3$. Более удобна для исследований область энергий нейтронов ниже 50 кэВ, поскольку при этих энергиях нелинейная зависимость ω_1 от E сказывается сильнее.

В нашей работе на импульсном реакторе ИБР-30 ОИЯИ методом времени пролета были проведены опыты по изучению рассеяния нейтронов на углы от 30^0 до 150^0 в области энергий от 0,6 до 26 кэВ. В качестве рассеивателя был выбран свинец, который удобен тем, что в изучаемой области энергий он не имеет сильных нейтронных резонансов, способных внести дополнительные неопределенности в результаты анализа. Полученные данные были обработаны нами совместно с данными других работ, опубликованными в литературе. Эта обработка привела к выводу, что с достоверностью $\approx 68\%$ значение α лежит в пределах:

$$-4,7 \cdot 10^{-3} \leq \alpha \leq 6,1 \cdot 10^{-3} \text{ ФМ}^3. \quad (11)$$

Еще более удобной для исследований является область энергий нейтронов порядка сотен электронвольт и ниже. Возможность совместного описания ядерного и поляризационного рассеяния в этой области была рассмотрена в наших работах на основе формализма, обычно применяемого при рассмотрении задачи рассеяния частицы на сумме короткодействующего и дальнедействующего потенциалов. Суммарную амплитуду f_t рассеяния нейтронов можно выразить через фазы δ_ℓ - ядерного, ζ_ℓ - нейтрон-электронного и ζ_ℓ - поляризационного рассеяний:

$$f_t = \frac{1}{2ik} \sum (2\ell+1) \left\{ S_\ell \exp[2i(\zeta_\ell + \zeta_\ell)] - 1 \right\} P_\ell(\cos\theta), \quad (12)$$

где $S_\ell = \exp(2i\delta_\ell) \left[1 - \sum_i \frac{\Gamma_i}{\Delta E_i + i\frac{\Gamma_i}{2}} \right]$, (13)

$\Delta E_i = E - E_i$ и E_i, Γ_i, Γ_i - энергия, нейтронная и полная ширина i -го резонанса.

Рассмотрим сначала случай потенциального рассеяния (без учета резонансов) при низких энергиях нейтронов, когда для ядра существенно лишь S -рассеяние. Если для определения (ne) и поляризационного рассеяния воспользоваться первым борновским приближением, то из (12) можно получить, что

$$f_t = \frac{1}{2ik} (\exp(2i\delta_0) - 1) \exp[2i(\zeta_0 + \zeta_0)] + f_0(\theta) + Z f\left(\frac{\sin\theta}{\lambda}\right) a_{ne}, \quad (14)$$

где $f\left(\frac{\sin\theta}{\lambda}\right)$ - атомный формфактор, ζ_0 дается выражением (8), а

$$b_0 = \frac{\kappa a_{ne}}{2} \int_0^\pi f\left(\frac{\sin\theta}{\lambda}\right) \sin\theta d\theta, \quad (15)$$

где a_{ne} - длина рассеяния нейтрона на электроны.

Из (14) следует

$$\text{Re} f_t = \frac{1}{k} \sin\delta_0 \cos[\delta_0 + 2(\zeta_0 + \zeta_0)] + f_0(\theta) + Z f\left(\frac{\sin\theta}{\lambda}\right) a_{ne} = -b_{\text{от}} \frac{A}{A+1}, \quad (16)$$

$$\text{Im} f_t(0) = \frac{1}{k} \sin\delta_0 \sin[\delta_0 + 2(\zeta_0 + \zeta_0)] = \kappa G_{\text{от}} / 4\pi, \quad (17)$$

где $l_{\text{ког}}$ - полная длина когерентного рассеяния, σ_{tot} - полное сечение, A - массовое число.

Выражения (16) и (17) содержат неизвестные δ_0 , a_{ne} и α , которые можно найти, подставив в (16) и (17) экспериментальные данные $\sigma_{\text{ког}}$ и σ_{tot} , полученные при нескольких значениях энергий.

С учетом резонансов из (12) можно получить:

$$y = \frac{\sigma_{\text{ког}}(E)}{4\pi} - a_{\text{ког}}^2 = a^2(z^2 - 2zF) - 2a a_{\text{ког}}(z - F) - f_0^2 - 2a f_0 F - \frac{2}{3}\pi k' R a_{\text{ког}} f_0 +$$

$$+ (\Sigma_1 - \Sigma') [a_{\text{ког}} - a(z - F) - \frac{1}{3}k' R] + \frac{1}{4}(\Sigma_1)^2 - \frac{1}{2}\Sigma_1 \Sigma' + \frac{1}{4}\Sigma_2' + \sigma_a(E')/4\pi, \quad (18)$$

где $a_{\text{ког}} = -\frac{A}{\sigma_{\text{ког}} A + 1}$, $a = -a_{ne}$, $\Sigma_1 = \sum_i \frac{g_i \Gamma_{ni} \Delta E_i}{k(\Delta E_i^2 + \Gamma_i^2/4)}$, $\Sigma_2' = \sum_i \frac{g_i \Gamma_{ni} \Delta E_i}{k'(\Delta E_i^2 + \Gamma_i^2/4)}$,

$$\Sigma_2 = \sum_i \frac{g_i \Gamma_{ni}^2}{k'^2(\Delta E_i^2 + \Gamma_i^2/4)}, \quad \sigma_a(E') = \frac{1}{k'^2} \sum_i \frac{g_i \Gamma_{ni} \Gamma_{ni}'}{(\Delta E_i^2 + \Gamma_i^2/4)}, \quad F = \frac{z}{2} \int_0^\pi \left(\frac{\sin \theta}{\lambda} \right) \sin \theta d\theta,$$

E и E' - энергии нейтронов, при которых измерены $\sigma_{\text{ког}}$ и σ_{tot} , Γ_i - ширина i -го резонанса.

Первые пять слагаемых в формуле (18) обязаны своим происхождением ядерному потенциальному, поляризационному и (ne) -рассеянию, вторая пятерка слагаемых обусловлена влиянием резонансного ядерного рассеяния, причем последний член представляет собой сечение захвата. Процедура учета резонансных членов подробно рассмотрена в диссертационной работе. Отметим, что их вклад в величину y составлял 10-15%.

Для получения численных оценок величины α , а также информации о величине a_{ne} на импульсном реакторе ИБР-30 нами были предприняты прецизионные измерения полного сечения взаимодействия нейтронов с висмутом. Измерения пропускания нейтронов через висмут проводились в интервале энергий от 1 до 90 эВ по методу времени пролета на 60-метровой пролетной базе, как с расплавленным, так и с твердым образцом толщиной 18 мм. Уровень фона, измеренного с помощью помещения в пучок пластин родия, серебра и вольфрама (энергии резонансов 1,26, 5,19 и 18,83 эВ), составлял при энергиях 1-6 эВ 0,3-0,4% и не превышал 1,5% при энергии ~ 20 эВ. Энергетическая зависимость полного сечения σ_{tot} взаимодействия нейтронов с висмутом, полученная из этих измерений, приведена на рис.2. На том же рисунке приведены значения σ_{tot} , измеренные в Гархингской лаборатории (ФРГ)*).

*). Некоторое расхождение между нашими данными и данными Гархингской лаборатории в районе 1,5 эВ практически не сказывается на результатах обработки.

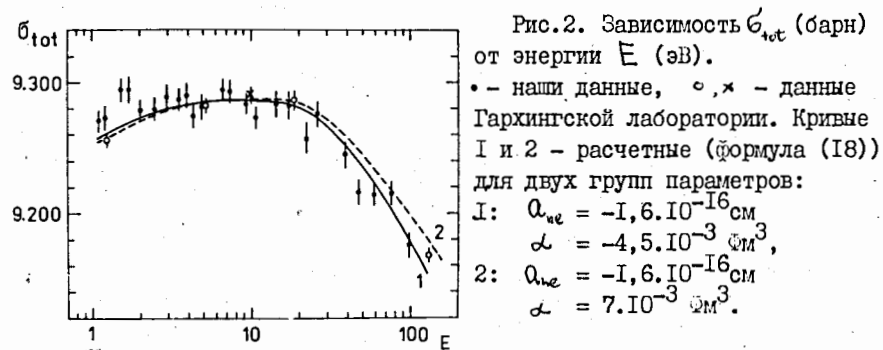


Рис.2. Зависимость σ_{tot} (барн) от энергии E (эВ).

• - наши данные, \circ, \times - данные Гархингской лаборатории. Кривые 1 и 2 - расчетные (формула (18)) для двух групп параметров:

- 1: $a_{ne} = -1,6 \cdot 10^{-16}$ см,
 $\alpha = -4,5 \cdot 10^{-3}$ см³,
 2: $a_{ne} = -1,6 \cdot 10^{-16}$ см,
 $\alpha = 7 \cdot 10^{-3}$ см³.

Для получения информации о величинах α и a_{ne} экспериментальные данные обрабатывались по формуле (18). Значение $\sigma_{\text{ког}} = 8,5256$ (15) ($\lambda \approx 15 \text{ \AA}$) было взято из данных Гархингской лаборатории. В σ_{tot} вводились поправки на швингеровское рассеяние и агрегатное состояние вещества. Они не превышали 0,8%. Для длины рассеяния нейтрона на электроны получено значение: $a_{ne} = (-1,55 \pm 0,11) 10^{-16}$ см. Оно согласуется с результатом наших нейтронно-дифракционных опытов (см. ниже) с монокристаллами вольфрама ($a_{ne} = (-1,60 \pm 0,05) 10^{-16}$ см). Используя при обработке этот результат, можно получить, что с достоверностью $\sim 90\%$ величина коэффициента электрической поляризуемости нейтрона

$$\alpha < 5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^3. \quad (19)$$

Хотя полученная оценка почти не отличается от нашей более ранней (II), она более надежна. Оценка (II) получена из анализа угловых распределений нейтронов на естественной смеси изотопов свинца. К настоящему времени известно, что изотопы свинца ^{204}Pb и ^{207}Pb имеют сильные резонансные уровни с отрицательной энергией, влияющие на поведение сечения в киловольтной области энергий. И хотя попытка учета резонансных уровней была нами позднее сделана, она не является безупречной из-за недостаточной информации о резонансных уровнях изотопов свинца.

В заключение заметим, что помимо облака виртуальных мезонов, окружающих нуклон, имеется облако виртуальных электрон-позитронных пар. Для протона оно приводит к поляризуемости, почти на три порядка большей, чем мезонная. Плотность аналогичного облака в нейтроне из-за отсутствия электрического заряда значительно меньше. Однако, как отмечалось в ряде работ, при столкновении нейтрона с ядром может существовать сильная зависимость электродинамических эффектов от энергии в области порога рождения электрон-позитронных пар. Возможно, что явления такого рода могут вызвать аномальное рассеяние нейтронов тяжелыми ядрами на малые углы при энергиях нейтронов порядка мегаэлектронвольта и выше.

В главе 3 помещены материалы, относящиеся к исследованию взаимодействия медленных нейтронов с электронами, входящими в состав атома (ne)-взаимодействия), дающего информацию об электромагнитной структуре нейтрона.

В 1947 г. Ферми обратил внимание на то, что возможен вид взаимодействия между нейтроном и электроном, не зависящий от спина и скорости. Нейтрон окружен мезонной "шубой" размером порядка $\hbar/m_\pi c$ и в непосредственной близости от нейтрона можно ожидать наличия электрического поля. При достаточно сильном сближении нейтрона с электроном между ними должны возникать электростатические силы взаимодействия, они должны быть короткодействующими. Позднее Фолди было показано, что помимо эффекта, возникающего вследствие наличия у нейтрона облака заряженных виртуальных частиц, должен существовать магнитный релятивистский эффект, который следует ожидать на том основании, что свободный нейтрон подчиняется уравнению Дирака и обладает аномальным магнитным моментом. Образно можно сказать, что свободная дираковская частица не движется вдоль прямой, а "дрожит" со скоростью света вокруг точки, которая перемещается равномерно со скоростью движения частицы. При наличии у нейтрона внутренней электромагнитной структуры кажущаяся пространственная протяженность заряда будет возникать из внутренней протяженности и дополнительного "размазывания", связанного с "дрожанием". Чтобы получить из экспериментальных данных о (ne)-взаимодействии информацию о внутренней структуре нейтрона, необходимо выделить этот последний эффект.

Измеряемая в эксперименте длина рассеяния нейтрона на электро-не имеет вид:

$$a_{ne} = \frac{Me^2}{\hbar^2} \left[\frac{1}{3} \langle r_E^2 \rangle_N + M_n \frac{\hbar^2}{2M^2 c^2} \right], \quad (20)$$

где $\langle r_E^2 \rangle_N$ - средний квадрат электрического радиуса нейтрона. Вторым членом в (20) обусловлен взаимодействием Фолди и возникает вследствие дрожания частицы, имеющей аномальный магнитный момент M_n . Соответствующая этому эффекту длина рассеяния

$$a_F = M_n \frac{e^2}{2Mc^2}, \quad (21)$$

где M - масса нейтрона, $M_n = 1,91$. Подстановка численных значений приводит к

$$a_F = -1,468 \cdot 10^{-3} \text{ Фм}. \quad (22)$$

Можно показать также, что длина (ne)-рассеяния связана с производной по квадрату переданного импульса q^2 от электрического форм-

фактора нейтрона G_{EN} , характеризующего распределение заряда в нейтроне и измеряемого в экспериментах по рассеянию электронов высоких энергий на нуклонах:

$$\left(\frac{\partial G_{EN}}{\partial q^2} \right)_{q^2=0} = \frac{\hbar^2}{2Me^2} a_{ne} = \frac{\langle r_E^2 \rangle_N}{6} + M_n \frac{\hbar^2}{4M^2 c^2}. \quad (23)$$

Таким образом, изучение (ne)-взаимодействия позволяет получить информацию о $(\partial G_{EN}/\partial q^2)_{q^2=0}$. Основной вклад в эту величину дает член, связанный с эффектом Фолди: $M_n \hbar^2/4M^2 c^2 = -0,02115 \text{ Фм}^2$.

Итак, в исследуемое на опыте (ne)-взаимодействие дает вклад два эффекта. Один из них обусловлен взаимодействием Фолди и может быть вычислен, второй, представляющий больший интерес, возникает из-за наличия у нейтрона внутренней электромагнитной структуры и характеризуется величиной $\langle r_E^2 \rangle_N$. Определяемая из опыта эта величина служит одним из тестов современных кварковых моделей нуклонов - моделей мешков.

С учетом (ne)-взаимодействия дифференциальное сечение рассеяния медленных нейтронов на атомах:

$$\sigma(\theta) = \left| a + Z f \left(\frac{\sin \theta}{\lambda} \right) a_{ne} \right|^2, \quad (24)$$

где a - длина когерентного ядерного рассеяния, $f \left(\frac{\sin \theta}{\lambda} \right)$ - атомный формфактор. Оценки показывают, что отношение $Z a_{ne}/a$ составляет для тяжелых атомов приблизительно 1%.

До 70-х годов существовало три экспериментальных метода изучения (ne)-взаимодействия. Один из них основывается на наблюдении очень небольшой (менее процента) асимметрии рассеяния тепловых нейтронов на благородных газах, обусловленной зависимостью $f \left(\frac{\sin \theta}{\lambda} \right)$ от угла рассеяния. Второй заключается в наблюдении слабой зависимости от длины волны полного сечения рассеяния нейтронов жидкими свинцом и висмутом. Наконец, в основе третьего метода лежит явление частичной компенсации амплитуд ядерного рассеяния при отражении нейтронов от границы двух зеркал (жидкий кислород - висмут).

Результаты измерений длины (ne)-рассеяния, проведенных за период с 1947 по 1976 гг., не приводят к определенному выводу относительно величины $\langle r_E^2 \rangle_N$. Поскольку основной вклад в a_{ne} вносит член Фолди, для определения $\langle r_E^2 \rangle_N$ необходимо иметь погрешность измерений на уровне 1 - 2%. Однако уже измерения, выполненные с ошибкой 3% различными методами, приводят к результатам, отличающимся друг от друга более, чем на три ошибки. В сложившейся ситуации представлялось найти такой метод исследования, в котором измеряемый эффект был бы более значительным.

С этой целью в 1966 г. нами был предпринят поиск нуклида с большим Z и малым значением длины ядерного рассеяния A . Подходящим оказался нуклид ^{186}W , длина рассеяния нейтронов которым в области тепловых энергий мала вследствие интерференции резонансного и потенциального рассеяния:

$$A = R - \frac{\alpha \Gamma_n}{2k_0 E_0} \left(1 + \frac{E}{E_0}\right), \quad (25)$$

где Γ_n - нейтронная ширина первого резонанса ^{186}W , E_0 - энергия нейтронов, соответствующая первому резонансу ^{186}W , α - содержание изотопа ^{186}W в смеси. R учитывает потенциальное рассеяние и незначительный вклад остальных резонансов вольфрама.

Прецизионные измерения длины рассеяния нейтронов смесью изотопов вольфрама, содержащей 90,7% ^{186}W , были выполнены нами на пучке холодных нейтронов ($\lambda \approx 15 \text{ \AA}$) реактора FRM (Гархинг, ФРГ) методом фильтров Кристиансена. Схема опыта приведена на рис.3.

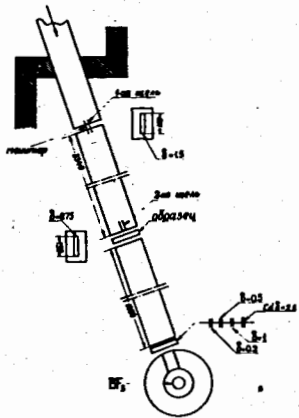


Рис.3. Схема опыта по определению длины когерентного рассеяния нейтронов порошкообразными веществами.

Установка состоит из зеркального нейтронвода, коллимирующих щелей, фильтра Кристиансена, кадмиевого поглотителя и сканирующих щелей, счетчика нейтронов и монитора.

На хорошо сколлимированном пучке нейтронов (расходимость в горизонтальной плоскости не превосходила 2-3') устанавливался фильтр Кристиансена, представляющий собой вертикальную полость, между стеклянными пластинами которой засыпан порошок исследуемого вещества. Пространство между крупинками порошка заполняется поочередно различными жидкостями с известными показателями преломления. Измерения заключаются в наблюдении интенсивности малоуглового рассеяния нейтронов фильтром при нескольких значениях показателя преломления жидкости. Малоугловое рассеяние должно отсутствовать, когда показатель преломления жидкости n_l равен показателю преломления вещества порошка n_p , и появляться

при нарушении этого условия. Отсутствие малоуглового рассеяния означает, что $(Nb)_l = (Nb)_p$, откуда определяется неизвестное значение b_p . В результате проведенных измерений для длины когерентного рассеяния порошка вольфрама (90,7% ^{186}W) получено:

$$b_{\text{ког}} = (-0,0466 \pm 0,0006) \cdot 10^{-12} \text{ см}. \quad (26)$$

Позднее значение (26) подтверждено нами при исследовании швингеровского рассеяния с поляризованными медленными нейтронами (см. выше).

Нуклид ^{186}W применялся нами для исследования (ne)-взаимодействия посредством изучения дифракции медленных нейтронов на монокристаллах-шариках ϕ 5 мм, приготовленных из смесей изотопов вольфрама, обогащенных ^{186}W . Одна смесь содержала 90,7% ^{186}W (длина рассеяния $b_1 < 0$), вторая (длина рассеяния $b_2 > 0$) приготавливалась из первой добавлением (через растворы) 14% естественного вольфрама. Основные нейтронографические измерения проводились в 1968-69 гг. на нескольких установках, отличающихся друг от друга по ряду своих параметров (разные монохроматоры, разные системы коллимации и т.д.), но близких по длине волны используемых нейтронов ($\lambda \approx 1,15-1,16 \text{ \AA}$). Измерялись интегральные интенсивности $I_{(hkl)}$ восьми отражений: (110), (200), (220), (310), (400), (330), (420), (510) методом $\theta-2\theta$. Поскольку вольфрам - парамагнетик, то ожидалось, что магнитное рассеяние не должно давать вклада в брэгговские отражения, и поэтому интегральная интенсивность дифракционного пика, соответствующего отражения нейтронов с длиной волны λ от семейства плоскостей (hkl) , будет определяться выражением:

$$I_{(hkl)} = C \left\{ (a + Zf a_{ne})^2 + (1-f)^2 g^2 c^2 \theta^2 \right\} A \frac{\exp(-2W)}{\sin 2\theta}, \quad (27)$$

где второе слагаемое учитывает небольшой вклад швингеровского рассеяния, C - константа, θ - угол Брэгга, A - фактор поглощения, $\exp(-2W)$ - фактор Дебая-Валлера.

Из (27) следует, что зависимость величин $\left\{ \frac{I_{(hkl)} \cdot \sin 2\theta \cdot \exp(2W)}{AC} - g^2 c^2 \theta^2 (1-f)^2 \right\}^{1/2} = a + Zf a_{ne} = b_{1,2}$ (28)

от Zf должна быть линейной, а наклон прямой обусловлен величиной a_{ne} . На рис.4 представлены экспериментальные значения длин рассеяния $b_{1,2}$ для двух изотопических смесей вольфрама как функций Zf , полученные по формуле (28) подстановкой в нее измеренных интенсивностей $I_{(hkl)}$. Из рисунка следует, что описать экспериментальные результаты линейной функцией от Zf с одним значением a_{ne} не представляется возможным. В связи с этим нами рассматривался ряд причин, способных привести к

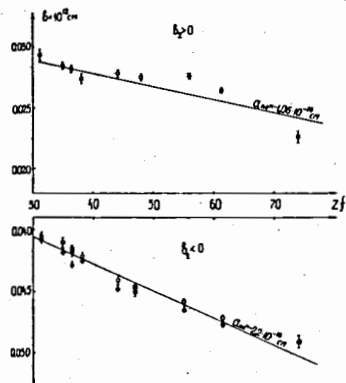


Рис. 4. Зависимости значений длин когерентного рассеяния нейтронов для двух изотопических смесей вольфрама от Zf , полученные в результате обработки экспериментальных данных по формуле (28).

подобной ситуации (экстинкция, тепловое диффузное рассеяние и т.п.). Поскольку не было найдено простой причины, объясняющей отклонение экспериментальных результатов от теоретической зависимости, нами была предложена гипотеза о дополнительном рассеянии, дающем вклад в дифракционные пики. С учетом этой гипотезы формула (27) имеет вид:

$$I_{(hkl)} = C \left\{ (\alpha + Zf a_{nc})^2 + (1-f)^2 r^2 c^2 q^2 \theta + p^2(q) \right\} A \frac{e^2 p(-2W)}{\sin 2\theta}, \quad (29)$$

где $p(q)$ – амплитуда дополнительного рассеяния.

Мы предположили, что дополнительное рассеяние обусловлено рассеянием нейтронов на областях упорядочения магнитных моментов, существующих в исследуемом вольфраме. Если это так и если размеры таких областей (магнитных кластеров) достаточно велики (порядка или более десятков Å), то должно существовать рассеяние нейтронов на малые углы, сопровождающееся деполаризацией, если падающие на монокристалл нейтроны поляризованы. Поиск малоуглового рассеяния нейтронов на монокристаллах вольфрама был предпринят нами на многоканальной установке малоуглового рассеяния поляризованных нейтронов ЛИФ ($\lambda \approx 8,8 \text{ Å}$). На рис. 5 приведены характеристики I_+ и I_- поляризованных нейтронов, прошедших через образец обогащенного изотопом ^{186}W вольфрама, и один из образцов естественного вольфрама. Из рисунка видно, что на обогащенном вольфраме происходит рассеяние нейтронов вплоть до $\sim 30^\circ$, сопровождающееся деполаризацией нейтронного пучка. Рассеяние и деполаризация пучка наблюдались также при прохождении нейтронов через один из образцов естественного вольфрама, и отсутствовали при прохождении нейтронов через другой образец естественного вольфрама (см. рис. 5). Причиной наблюдаемых явлений может быть взаимодействие нейтронов с магнитными кластерами, образующимися при наличии в образ-

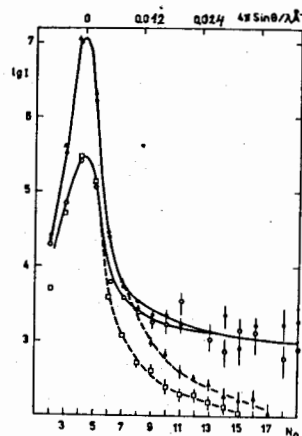


Рис. 5. Интенсивности нейтронов, прошедших через образцы, для двух противоположных спинов, направленных по (I_+) и против (I_-) магнитного поля. $\circ - I_+$ и $\square - I_-$ – обогащенный вольфрам, $\triangle - I_+$ и $\square - I_-$ – естественный вольфрам, не содержащий магнитных микропримесей. По оси абсцисс отложено номер счетчика и переданный импульс $Q = 4\pi \sin \theta / \lambda$. Расстояние между счетчиками равно $4,1 \cdot 10^{-3}$ рад. Пунктирная кривая – форма пучка нейтронов, выходящих из установки.

це магнитных примесей. В связи с этим проводился анализ исследуемых образцов на примеси других элементов, в частности, на микропримеси кобальта. Поиск кобальта осуществлялся на установке РЕГАТА реактора ИБР-2 ОИЯИ по стандартной нейтрон-активационной методике. Кобальт (доли процента) был обнаружен как в обогащенном, так и в одном из образцов естественного вольфрама. Во втором образце естественного вольфрама (см. рис. 5) примесей кобальта не обнаружено. Наличие корреляции между рассеянием нейтронов на вольфраме на малые углы и содержанием в образцах микропримесей кобальта подтверждает предположение о существовании в вольфраме магнитных кластеров из атомов вольфрама, образующихся вокруг магнитных примесей. Иными словами, вольфрам может находиться в гетерофазном состоянии. Еще одним доказательством гетерофазности вольфрама, содержащего магнитные примеси, является обнаруженное нами изменение степени поляризации (на $(2,9 \pm 0,5)\%$) при дифракции поляризованных нейтронов на монокристалле вольфрама, обогащенного изотопом ^{186}W . Заметим, что наличие магнитных примесей не является необходимым условием образования гетерофазного состояния. Важную роль при этом играют гетерофазные флуктуации, существующие в очень широкой области температур. Микроскопическое описание и исследование гетерофазных состояний и флуктуаций стали в настоящее время одним из направлений физики конденсированных сред.

Итак, если величина p имеет магнитное происхождение, то проблема определения величины a_{nc} из дифракционных опытов с монокристаллами вольфрама сводится к определению зависимости от переданного импульса магнитного фактора f_m , связанного с величиной p следу-

ким образом: $\rho^2 = \frac{2}{3} f_M^2 a_M^2$, где a_M - амплитуда магнитного рассеяния (на один атом вольфрама). Эту зависимость можно определить из имеющихся наших дифракционных данных вместе с искомой величиной a_{ne} , проведя обработку по формуле (29). При этом удается описать экспериментальные данные с одним значением a_{ne} при $\chi^2 = 1,25$. Полученная при этом зависимость ρ^2 (или f_M^2) от переданного импульса q показывает, что ρ^2 падает с ростом q быстрее, чем квадрат атомного фактора вольфрама, как и должно быть при магнитном рассеянии. Величина a_M оказалась порядка 10^{-14} см.

Усреднив наши данные дифракционных опытов с вольфрамом и опытов с висмутом (см. гл.2), можно получить:

$$a_{ne} = (-1,59 \pm 0,04) \cdot 10^{-16} \text{ см.} \quad (30)$$

Длина (ne)-рассеяния непосредственно связана со среднеквадратичным радиусом распределения электрического заряда в нейтроне:

$$\langle r_E^2 \rangle_N = \frac{3\hbar^2}{Mc^2} (a_{ne} - a_F). \quad (31)$$

Подставив численные значения констант и измеренное значение (30), можно найти

$$\langle r_E^2 \rangle_N^{1/2} = (-0,11 \pm 0,02) \cdot 10^{-13} \text{ см.}^* \quad (32)$$

Полученный результат является одним из важных тестов моделей нуклонов, в частности, моделей кварковых мешков. Одной из современных подобных моделей является модель СВМ (Cloudy Bag Model). Согласно этой модели, нуклон состоит из трех валентных кварков, запертых внутри некоторого объема, и взаимодействующих с пионным полем на поверхности мешка. Если ограничиться однопионным приближением, то, как показывают расчеты, вероятность найти нейтрон в состоянии положительно заряженный кор - мешок плюс отрицательный пион, оказывается порядка 20%. Положительно заряженный кор заключен внутри некоторого объема радиуса

R . Поверхность мешка является источником пионного поля, простирающегося на расстояние порядка $\frac{\hbar}{m_\pi c} > R$. Отсюда следует, что средний квадрат радиуса распределения заряда в нейтроне $\langle r_E^2 \rangle_N = \int r^2 \rho(r) dv$, где $\rho(r)$ - плотность распределения заряда, в модели СВМ должен быть отрицательным. Расчеты показывают, что $\langle r_E^2 \rangle_N^{1/2} \approx -0,35 \cdot 10^{-13}$ см, что близко к полученному нами экспериментальному значению (32).

В заключении на основании приведенных в диссертации материалов подытожены основные результаты и сделаны следующие выводы:

I. Экспериментально обнаружено и исследовано новое явление -

- швингеровское рассеяние нейтронов в области энергий от тепловой до нескольких мегаэлектронвольт.

2. Введено понятие о новом явлении - электрической поляризуемости нейтрона при рассеянии его в кулоновском поле ядра. Вычислена соответствующая амплитуда рассеяния. Разработан метод определения электрической поляризуемости нейтрона из данных о взаимодействии нейтронов с тяжелыми ядрами. Получены экспериментальные оценки коэффициента электрической поляризуемости нейтрона, лучшие на сегодняшний день.

3. Теоретически предсказано и экспериментально обнаружено аномально малое ядерное рассеяние тепловых нейтронов на нуклиде ^{186}W .

4. Изотопическая смесь вольфрама, обогащенная изотопом ^{186}W , применена для исследования взаимодействия между нейтроном и электроном, швингеровского рассеяния и электрической поляризуемости нейтрона.

5. Экспериментально обнаружено гетерофазное состояние вольфрама, содержащего микропримеси.

6. Экспериментально определено значение среднеквадратичного электрического радиуса нейтрона.

Основные материалы диссертации опубликованы в следующих работах:

I. Александров Ю.А. Фундаментальные свойства нейтрона. - 2-е изд. перераб. и доп. - М.: Энергоиздат, 1982. - 165с.

2. Александров Ю.А., Шарапов Э.И., Чер Л. Дифракционные методы в нейтронной физике /под ред. Ю.А.Александрова. - М.: Энергоиздат, 1981. - 216с.

3. Александров Ю.А., Бондаренко И.И. О рассеянии быстрых нейтронов кулоновским полем ядра. - ЖЭТФ, 1956, т.31, вып.4, с.726-727.

4. Барашенков В.С., Стаханов И.П., Александров Ю.А. Упругое рассеяние нейтронов тяжелыми ядрами на малые углы. - ЖЭТФ, 1957, т.32, вып.1, с.154-156.

5. Александров Ю.А. Рассеяние быстрых нейтронов тяжелыми ядрами на малые углы. - ЖЭТФ, 1957, т.33, вып.1, с.294-296.

6. Александров Ю.А. Рассеяние быстрых нейтронов тяжелыми ядрами на малые углы. - В кн.: Ядерные реакции при малых и средних энергиях. М.: изд. АН СССР, 1958, с.206-213.

7. Anikin G.V., Alexandrov Yu.A., Soldatov A.S. Fast Neutron Spectrometry Using a Hydrogen Chamber. - In: Pile Neutron Research in Physics. Vienna: IAEA, 1960, p. 643-648.

8. Александров Ю.А., Аникин Г.В., Солдатов А.С. О рассеянии на малые углы нейтронов с энергией 0,8 и 2,8 МэВ. - ЖЭТФ, 1961, т.40, вып.6, с.1878-1880.

*) Знак "-" соответствует значению $\langle r_E^2 \rangle_N < 0$ (см. (31)).

9. Александров Ю.А., Самосват Г.С. О некоторых экспериментальных оценках величин коэффициентов электрической поляризуемости нуклонов. - Дубна, 1965. - 23с. (Препринт/Объед. ин-т ядер. исслед. :Р-2495).

10. Anikin G.V., Alexandrov Yu.A., Soldatov A.S. Small-Angle Elastic Scattering of Fast Neutrons. - In: Nuclear Structure Study with Neutrons. Amsterdam: North-Holland Publish. Company, 1966, p. 574-575.

11. Александров Ю.А., Самосват Г.С., Сэрэтэр Ж., Цой Ген Сор. Рассеяние киловольтных нейтронов свинцом и электрическая поляризуемость нейтрона. - Письма в ЖЭТФ, 1966, т. 4, вып. 5, с. 196-200.

12. Александров Ю.А. Поляризуемость нейтрона, (ne)-взаимодействие. - В кн.: Материалы семинара по электромагнитным взаимодействиям в ядерных реакциях. Дубна, 3-3442, 1967, с. 112-139.

13. Александров Ю.А. Фундаментальные свойства нейтрона: электрический заряд, электрический дипольный момент, электромагнитные форм-факторы, поляризуемость, (ne)-взаимодействие. - Дубна, 1969. - 54с. (Сообщение/Объед. ин-т ядер. исслед. :ЕЗ-5371).

14. Александров Ю.А., Балагуров А.М., Малишевски Э., Мачехина Т.А., Седлакова Л.Н., Холас Я. Определение ядерных амплитуд рассеяния изотопов вольфрама нейтронографическим методом. - Ядерная физика, 1969, т. 10, вып. 2, с. 328-335.

15. Александров Ю.А., Балагуров А.М., Самосват Г.С., Фькин Л.Е. Фактор Дебая-Валлера для вольфрама. - Дубна, 1970. - 9с. (Препринт/Объед. ин-т ядер. исслед. :Р14-5358).

16. Александров Ю.А., Кестер Л., Самосват Г.С. Измерение когерентной амплитуды рассеяния вольфрама-186 методом малоуглового рассеяния. - Дубна, 1970. - 10с. (Сообщение/Объед. ин-т ядер. исслед. :ЕЗ-5371).

17. Александров Ю.А. Фундаментальные электромагнитные свойства нейтрона. - ЭЧАЯ, 1971, т. 1, вып. 2, с. 549-583.

18. Александров Ю.А. Изучение взаимодействия между нейтроном и электроном методом дифракции нейтронов на монокристалле вольфрама-186. - Дубна, 1971. - 19с. (Сообщение /объед. ин-т ядер. исслед. :ЕЗ-5713).

19. Александров Ю.А., Василенко Л.И., Мачехина Т.А., Самосват Г.С. Изучение взаимодействия между нейтроном и электроном на импульсном быстром реакторе ОИИИ. - В кн.: Нейтронная физика (Матер. Всесоюз. совещ., Киев, 1971). Киев, 1972, ч. 1, с. 108-112.

20. Александров Ю.А., Озеров Р.П., Ранев Н.В. Электронная плотность в кристаллах вольфрама по данным нейтрон-электронного взаимодействия. - Письма в ЖЭТФ, 1972, т. 15, вып. 7, с. 398-400.

21. Александров Ю.А., Игнатович В.К. О некоторых особенностях рассеяния медленных нейтронов на вольфраме. - Дубна, 1972. - 8с. (Сообщение/Объед. ин-т ядер. исслед. :ЕЗ-6294).

22. Александров Ю.А. Изучение взаимодействия между нейтроном и

электроном. - В кн.: Нейтронная физика (Матер. II Всесоюз. конфер. по нейтронной физ., Киев, 1973) Изд. ФЭИ, Обнинск, 1974, ч. 2, с. 334-335.

23. Александров Ю.А., Мачехина Т.А., Седлакова Л.Н., Фькин Л.Е. Об измерении взаимодействия между нейтроном и электроном методом дифракции медленных нейтронов на монокристаллах ^{186}W . - Ядерная физика, 1974, т. 20, вып. 6, с. 1190-1195.

24. Александров Ю.А. Гравитационные и электромагнитные свойства нейтрона. - В кн.: Нейтронная физика (Матер. III Всесоюз. конфер. по нейтронной физ., Киев, 1975). М.: ЦНИИатоминформ, 1976, ч. 2, с. 218-232.

25. Alexandrov Yu.A., Sedlakova L.N., Chalupa B., Michalec R., Mikula P., Vrana M. Study of Nuclear and Magnetic Scattering of Polarized Neutrons on Tungsten Single Crystals Enriched by the ^{186}W Isotope. - Phys. Lett., 1979, v. A72, No 3/4, p. 361-363.

26. Александров Ю.А., Николенко В.Г., Попов А.Б., Самосват Г.С., Щецяк К. Полное сечение вольфрама-186 в электронвольтовой области и поляризуемость нейтрона. - В кн.: Нейтронная физика (Матер. V Всесоюз. конфер. по нейтронной физ., Киев, 1980). М.: ЦНИИатоминформ, 1980, с. 168-172.

27. Alexandrov Yu.A., Sedlakova L.N., Chalupa B., Michalec R., Mikula P., Vrana M., Schwinger Scattering of thermal neutrons on tungsten single crystals enriched by the 186 isotope. - Czech. Journ. of Phys., 1981, v. B31, p. 551-554.

28. Александров Ю.А. Поляризуемость нейтрона. - В кн.: Физика атомного ядра (Матер. XVII зимней школы, Изд. ЛИАФ, 1982). Л., 1982, с. 254-287.

29. Александров Ю.А. О поляризуемости нейтрона и его среднеквадратическом радиусе. - Ядерная физика, 1983, т. 37, вып. 1, с. 253-254.

30. Александров Ю.А. Рассеяние медленных нейтронов на висмуте и свинце и электрическая поляризуемость нейтрона. - Ядерная физика, 1983, т. 38, вып. 10, с. 1100-1102.

31. Александров Ю.А. Взаимодействие между нейтроном и электроном. - В кн.: Физика элементарных частиц (Матер. XVIII зимней школы ЛИАФ, 1983) Изд. ЛИАФ, Л., 1983, с. 226-261.

32. Александров Ю.А., Врана М., Гарсиа Х. Манриже, Мачехина Т.А., Седлакова Л.Н. Среднеквадратичный радиус нейтрона и его электрическая поляризуемость из данных о взаимодействии медленных нейтронов с висмутом. - Дубна, 1985. - 6с. (Препринт/Объед. ин-т ядер. исслед. ЕЗ-85-935).

33. Александров Ю.А., Вавра Я., Врана М., Кулда И., Мачехина Т.А., Микла П., Михалец Р., Назаров В.М., Окороков А.И., Переседов В.Ф., Рунов В.В., Седлакова Л.Н., Халуца Б. Рассеяние медленных нейтронов на

вольфраме, обогащенном изотопом ^{186}W . - ЖЭТФ, 1985, т.89, вып.7, с.34-40.

34. Александров Ю.А., Вавра Я., Врана М., Горалик Л., Кулда И., Лукаш П., Микула П., Халуца Б. О деполаризации при дифракции поляризованных нейтронов на монокристалле вольфрама-186. - Письма в ЖЭТФ, 1985, т.42, вып.5, с.200-201.

35. Александров Ю.А. Нейтроны и гетерофазные состояния магнетиков. - Дубна, 1985. -10с. (Препринт/Объед. ин-т ядер.исслед.: РЗ-85-681).

Рукопись поступила в издательский отдел
27 мая 1986 года.