

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

С 343

A-537

В.П. Алфименков

3280

ИССЛЕДОВАНИЯ СПИНОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ  
ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ  
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ  
И ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЯДЕР

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель - доктор  
физико-математических наук.  
Ф.Л. Шапиро

Дубна 1967

3280

В.П. Алфименков

ИССЛЕДОВАНИЯ СПИНОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ  
ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ  
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ  
И ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЯДЕР

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель - доктор  
физико-математических наук  
Ф.Л.Шапиро

УУ 69 69

ОБЩЕУЧЕБНЫЙ ИНСТИТУТ  
ЦЕНТРАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИЙ

Ядерные силы и определяемое ими взаимодействие между отдельным нуклоном и атомным ядром оказываются зависящими от относительной ориентации спинов ядра и нуклона. Изучение этой зависимости удобно проводить на основании результатов исследований взаимодействия с ядром нейтронов. В диссертации описываются универсальный метод получения информации о спиновой зависимости нейтрон-ядерных взаимодействий, основанный на использовании поляризованных нейтронов и поляризованных ядерных мишеней, а также некоторые эксперименты, выполненные с использованием этого метода. Рассмотрим содержание отдельных разделов диссертации.

### В в е д е н и е

Рассматривается взаимодействие с ядром нейтронов так называемых малых энергий (от нуля до  $10^3$  эв.) Для нейтронов с такими энергиями, даже в случае самых тяжелых ядер (радиус ядра  $\approx 10^{-12}$  см), существенными оказываются лишь соударения с равным нулю орбитальным моментом, называемые обычно  $s$ -соударениями. Во взаимодействии нейтронов малых энергий с атомными ядрами возможны два механизма <sup>/1/</sup>: рассеяние нейтронов на ядерном потенциале без образования составного, или компаунд-ядра, и проникновение нейтрона внутрь ядра с образованием компаунд-ядра. В потенциальном рассеянии нейтронов на атомных ядрах спиновая зависимость взаимодействия приводит к различным потенциалам для двух возможных относительных ориентаций спинов ядра и нейтрона. Для ядра со спином  $i$  в случае  $s$ -нейтронов, когда орбитальный

момент в процессе не участвует, эти две ориентации соответствуют суммарному спину системы нейтрон-ядро  $i + \frac{1}{2}$  (спины ядра и нейтрона параллельны) и  $i - \frac{1}{2}$  (спины ядра и нейтрона антипараллельны). В случае образования компаунд-ядра в состоянии с определенными квантовыми характеристиками (в том числе и спином) спиновая зависимость взаимодействия приводит к тому, что обычно наблюдаемые в сечениях взаимодействия нейтронов с ядрами резонансы распадаются на две группы, одна из которых соответствует состояниям компаунд-ядра со спином  $i + \frac{1}{2}$ , а другая - состояниям со спином  $i - \frac{1}{2}$ .

Изучение спиновой зависимости нейтрон-ядерного потенциала обычно возможно лишь прямым методом, с использованием поляризованных нейтронов и поляризованных ядерных мишеней. Спины нейтронных резонансов могут быть определены и косвенными методами, из исследований свойств эмиттируемого компаунд-ядрами излучения. Однако обычно эти методы сложны в экспериментальном отношении и, главное, не являются универсальными. Из косвенных методов практическое применение получил лишь метод определения спинов нейтронных резонансов из измерений полного и парциального сечений в резонансе. Этот метод широко используется в нейтронной спектроскопии для определения спинов нейтронных резонансов ядер с невысокими спинами. Прямой метод с использованием поляризованных нейтронов и поляризованных ядер является универсальным и в случае определения спинов нейтронных резонансов. До последнего времени в связи с экспериментальными трудностями при получении пучков поляризованных нейтронов и поляризованных ядерных мишеней этот прямой метод исследования спиновой зависимости нейтрон-ядерных взаимодействий применялся мало. Прямым методом удалось исследовать лишь ядра атомов некоторых переходных элементов при энергиях нейтронов до  $10 + 20$  эв. Успехи в развитии метода поляризации нейтронов фильтрацией через поляризованную протонную мишень<sup>2,3/</sup>, создание криостатов с растворением  $^3\text{He}$  в  $^4\text{He}$ <sup>4/</sup>, обеспечивающих в непрерывном режиме работы температуру в несколько сотых К, и разработка сверхпроводящих магнитов на высокие поля позволяют надеяться на широкое развитие в ближайшем будущем прямого метода исследования спиновой зависимости нейтрон-ядерных взаимодействий.

## Т е о р и я м е т о д а

Рассмотрены особенности взаимодействия нейтронного пучка с ядерной мишенью, возникающие при поляризации мишени и пучка. В данном случае удобно рассматривать нейтронный пучок состоящим из двух компонент, одна из которых полностью поляризована параллельно, а другая — антипараллельно по отношению к направлению поляризации в ядерной мишени. Интенсивности этих компонент  $I_+$  и  $I_-$  через суммарную интенсивность  $I$  и поляризацию  $p_n$  пучка записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} I_+ &= \frac{I}{2} (1 + p_n), \\ I_- &= \frac{I}{2} (1 - p_n). \end{aligned} \quad (1)$$

Сечения взаимодействия нейтронов этих компонент  $\sigma_p, \sigma_a$  с ядром мишени в общем случае могут быть записаны:

$$\sigma_{p,a} = \sigma_0 + p_N \sigma_{pol}, \quad (2)$$

где  $p_N$  — поляризация в ядерной мишени. Если в процессе взаимодействия нейтронов с ядерной мишенью когерентные эффекты оказываются несущественными, то

$$\begin{aligned} \sigma_0 &= \frac{i+1}{2i+1} \sigma_+ + \frac{i}{2i+1} \sigma_-, \\ \sigma_{pol} &= \frac{i}{2i+1} (\sigma_+ - \sigma_-). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $\sigma_0$  — сечение без поляризации,  $i$  — спин ядра,  $\sigma_{\pm}$  — сечение взаимодействия при столкновениях с параллельными и антипараллельными ориентациями спинов ядра и нейтрона. В случае существенной когерентности во взаимодействии нейтронов с мишенью картина сильно усложняется. При рассмотрении таких процессов следует учитывать особенности структуры и динамики вещества, в состав которого входят интересующие нас ядра. В крайнем случае рассеяния нейтронов очень малых энергий (обычно менее  $10^{-3}$  эв) на кристаллической ми-

шени, когда все сечение можно считать некогерентным, оказывается:

$$\sigma_0 = 4\pi \frac{i(i+1)}{(2i+1)^2} \left[ 1 - \frac{1}{i+1} p_N^2 \right] (a'_+ - a'_-)^2, \quad (4)$$

$$\sigma_{pol} = -4\pi \frac{i}{(2i+1)^2} (a'_+ - a'_-)^2.$$

Через  $a'_\pm$  здесь обозначены длины рассеяния нейтронов на связанных ядрах, снова при параллельной и антипараллельной ориентациях их спинов. Информацию о спиновой зависимости нейтрон-ядерных взаимодействий (величинах  $\sigma_{pol}$ ) удобно получать из сопоставления пропусканий поляризованной мишени для нейтронных пучков, поляризованных параллельно ( $T_p$ ) и антипараллельно ( $T_a$ ) направлению поляризации в мишени. В случае с нейтронами изменение относительной ориентации поляризаций пучка и мишени обычно осуществляют реверсом направлений спинов нейтронов в пучке. Используемые для этой цели устройства, называемые спиновыми ротаторами, характеризуются эффективностью спинового ротатора, обозначаемой через  $\phi$ . Эта величина определяется следующим образом: пусть исходная поляризация пучка, например, при параллельной ориентации, равна  $p_n$ , тогда, после реверса поляризации ротатором с эффективностью  $\phi$ , поляризация пучка при антипараллельной ориентации оказывается равной  $-\phi \cdot p_n$ . Соответствующие пропускания для мишени с поляризацией  $p_n$  и толщиной  $n$  ядер/см<sup>2</sup> записываются следующим образом<sup>/5/</sup>:

$$\begin{aligned} T_p &= T_0 [ \text{ch } \beta x + (\nu - p_n r) \text{sh } \beta x ], \\ T_a &= T_0 [ \text{ch } \beta x + (\nu + \phi p_n r) \text{sh } \beta x ], \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$T_0 = e^{-(n\sigma_0 + D)x}; \quad \beta = (n^2 p_N^2 \sigma_{pol}^2 + D^2)^{1/2}; \quad r = \frac{n p_N \sigma_{pol}}{\beta}; \quad \nu = \frac{D}{\beta}$$

(здесь  $D$  - вероятность реверса спина нейтрона при прохождении им пути в мишени, равного единице длины). Для представления экспериментальных результатов обычно пользуются величиной эффекта пропускания  $\epsilon$ , определяемой следующим соотношением:

$$\epsilon = \frac{T_p - T_s}{T_p + T_s} = - \frac{p_n r (1 + \phi) \operatorname{sh} \beta x}{2 \operatorname{ch} \beta x + [2\nu - p_n r (1 - \phi)] \operatorname{sh} \beta x} \quad (6)$$

Почти всегда, за исключением случая нейтронов очень малых энергий и намагниченных не до насыщения ферромагнитных мишеней, величина  $D$  оказывается пренебрежимо малой и

$$\epsilon = - \frac{p_n (1 + \phi) \operatorname{sh} p_N \sigma_{\text{pol}} x}{2 \operatorname{ch} p_N \sigma_{\text{pol}} x - p_n (1 - \phi) \operatorname{sh} p_N \sigma_{\text{pol}} x} \quad (7)$$

При достаточно высокой эффективности спинового ротатора ( $\phi \approx 1$ ) соотношение (7) упрощается:

$$\epsilon = - p_n \operatorname{th} p_N \sigma_{\text{pol}} x \quad (8)$$

Совсем простым оказывается выражение для эффекта пропускания в часто реализуемом случае малости  $p_N \sigma_{\text{pol}} x$ :

$$\epsilon = - p_n p_N \sigma_{\text{pol}} x \quad (9)$$

Из приведенных соотношений видно, что при известных характеристиках пучка и мишени эффект пропускания полностью определяет интересующее нас поляризационное сечение.

В случае рассеяния нейтронов ядрами вдали от резонансов, как известно<sup>/1/</sup>, спиновая зависимость взаимодействия проявляется в различии соответствующих длин рассеяния  $a_+$  и  $a_-$ . Измерения когерентной длины рассеяния  $a$  и полного сечения рассеяния  $\sigma_s$  с неполяризованными нейтронами и ядрами дают два возможных набора длин рассеяния<sup>/8/</sup>:

$$a_{\pm} = a \pm \sqrt{\frac{i+1}{i} (b - a^2)} \quad (10)$$

$$a_{-} = a \mp \sqrt{\frac{i}{i+1} (b - a^2)}$$

где  $b = \frac{\sigma_a}{4\pi}$ . Набор, в котором  $a_{+} > a_{-}$ , мы будем называть набором I, а другой – набором II. Поскольку  $\sigma_{\pm} = 4\pi a_{\pm}^2$ , из соотношения (3) видно, что для экспериментального выбора реализующегося в действительности набора достаточно определить знак поляризационного сечения в той области энергий, где когерентность в рассеянии нейтронов мишенью оказывается не-существенной. Поляризационное сечение в условиях полной некогерентности сечения (соотношение (4)) новой информации, в сравнении с результатами измерений без поляризации, не дает.

В случае нейтронных резонансов, когда в каждом из резонансов одно из сечений,  $\sigma_{+}$  или  $\sigma_{-}$ , равно нулю, для поляризационного сечения имеет место соотношение:

$$\sigma_{pol} = \rho \sigma_0, \quad \text{где}$$

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{i}{i+1} && \text{– для резонансов со спином } i + \frac{1}{2}; \\ \rho &= -1 && \text{– для резонансов со спином } i - \frac{1}{2}. \end{aligned} \quad (11)$$

Таким образом, и здесь для определения спина нейтронного резонанса (величины  $\rho$ ) достаточно определить знак поляризационного сечения в резонансе. Если точность измерений оказывается недостаточной (это часто имеет место для слабых или перекрывающихся резонансов), то при обработке результатов удобно воспользоваться методом площадей<sup>/3/</sup>. Площадь над резонансным провалом в кривой пропускания определяется следующим образом:

$$A(n \times \sigma_m, \Gamma) = \int \{1 - T[n \times \sigma(E)]\} dE, \quad (12)$$

где  $n \times$  – толщина мишени;  $\sigma_m$  – сечение в максимуме резонанса;  $\Gamma$  – ширина резонанса;  $\sigma(E)$  – резонансное сечение, заданное формулой Брайта-Вигнера. Для разности таких площадей, соответствующих случаям параллельной ( $A_p$ ) и антипараллельной ( $A_a$ ) относительных ориента-



ний поляризаций пучка и мишени, имеет место соотношение:

$$A_p - A_a \approx (1 + \phi) P_n P_N \rho A \frac{\partial \ln A}{\partial \ln(n \times \sigma_m)} \quad (13)$$

Входящая сюда величина  $\frac{\partial \ln A}{\partial \ln(n \times \sigma_m)}$  слабо зависит от параметров резонансов, а величина  $A$  (площадь без поляризаций) может быть определена из результатов эксперимента. Из (13) для величины  $(1 + \phi) P_n P_N$ , одинаковой для всех резонансов, получаем:

$$(1 + \phi) P_n P_N \approx \frac{\rho A}{A_p - A_a} \frac{\partial \ln A}{\partial \ln(n \times \sigma_m)} \quad (14)$$

Определение спинов нейтронных резонансов (выбор величины  $\rho$ ) с использованием этого соотношения производится путем сопоставления полученных из измерений величин  $(1 + \phi) P_n P_N$  с ожидаемым значением. Ожидаемое значение  $(1 + \phi) P_n P_N$  можно получить либо из известных характеристик пучка и мишени, либо из обработки результатов для резонансов с известными спинами.

#### О п и с а н и е э к с п е р и м е н т а л ь н о й у с т а н о в к и

Общая схема экспериментальной установки для исследований с поляризованными нейтронами и поляризованными ядрами, созданной в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ, представлена на рис. 1. Установка расположена на одном из нейтронных каналов реактора ИБР<sup>1/1</sup>. Длина этого канала (пролетная база нейтронного спектрометра по времени пролета) достигает 120 м, участок пролетной базы от 20 до 120 м (от реактора) проходит в трубе диаметром 800 мм и может быть вакуумирован. На нейтронном пучке расположены: поляризатор нейтронов (11 м от реактора), спиновый ротатор (между поляризатором и поляризованной ядерной мишенью), поляризованная ядерная мишень (13,5 м от реактора), а

также коллиматоры, мониторы пучка и нейтронные детекторы. Коротко охарактеризуем отдельные узлы установки.

1. В качестве поляризатора нейтронов использована поляризованная протонная мишень. Подробное описание протонной мишени и ее использования для поляризации нейтронов содержится в диссертации одного из авторов разработки мишени, Ю.В.Тарана<sup>/23/</sup>, мы приведем лишь ее основные параметры. Поляризация осуществлялась в монокристалле двойного лантан-магниевого нитрата, с небольшой примесью парамагнитного  $^{142}\text{Nd}$ , методом "солид-эффекта" на частоте 36 и 64 Гц. Размеры мишени:  $34 \times 42 \text{ мм}^2$  (поперек пучка) и до 20 мм (вдоль пучка). Достигнутая поляризация протонов (на частоте 64 Гц)  $P_N = 0,8$ . При оптимальной толщине мишени (ослабление пучка неполяризованной мишенью примерно  $e^{-2}$ ) поляризация нейтронного пучка оказывается приблизительно равной поляризации протонов в мишени.

2. Использован спиновый ротатор со спиральным магнитным каналом и алюминиевой токовой фольгой<sup>/8/</sup>, обеспечивающей реверс направлений спинов нейтронов в пучке относительно ведущего магнитного поля. Диаметр проходного отверстия ротатора - около 70 мм. По расчётным оценкам ротатор обладает достаточно высокой эффективностью реверса поляризации пучка нейтронов вплоть до энергии  $\approx 150$  эв. Измерения величины  $\phi$  для энергии  $E = 4$  эв дали  $\phi = 0,6 \pm 0,18$ . После проведения этих измерений, для повышения эффективности ротатора, размеры токовой фольги (поперек пучка) были увеличены с  $80 \times 110 \text{ мм}^2$  до  $200 \times 400 \text{ мм}^2$ , однако эффективность ротатора с новой фольгой еще не измерялась.

3. В экспериментах были использованы две поляризованные ядерные мишени: гольмиевая<sup>/3/</sup> и дейтонная<sup>/9/</sup>.

Дейтоны поляризовались тем же методом, что и протоны, в специально выращенном дейтерированном кристалле двойного лантан-магниевого нитрата, на частоте 64 Гц. Кристалл выращивался в герметичном кристаллизаторе методом постепенного снижения температуры из раствора двойного лантан-магниевого нитрата в тяжелой воде. Тяжеловодный раствор с примесью простой воды, по отношению к тяжелой, менее 0,5% готовился многократными выпариваниями раствора и растворениями осадков в тяжелой воде. Концентрация простой воды в растворе контролировалась по наблюдаемому сигналу протонного магнитного резонанса. В течение примерно месяца из полученного раствора был выращен монокристалл, из которого удалось вырезать пластину с размерами  $15 \times 20 \times 34 \text{ мм}^3$ . В из-

мерениях с нейтронами кристалл был ориентирован размером 34 мм вдоль пучка. Условия применения метода "солид-эффекта" к дейтонам в этом кристалле заметно хуже, чем к протонам, поэтому и поляризация дейтонов в нем должна быть заметно ниже, чем протонов. Оценки достигнутой дейтонной поляризации, как из измерений сигнала дейтонного магнитного резонанса, так и из результатов нейтронных экспериментов, дают величину  $p_N = 0,1$ .

Поляризация ядер  $^{165}\text{No}$  осуществлялась статическим методом с использованием внутреннего магнитного поля  $H \approx 10^7$  эрстед <sup>/10/</sup>, создаваемого на ядре гольмия электронной оболочкой. Металлическая гольмиевая мишень, во внешнем магнитном поле с напряженностью  $H \approx 15$  килоэрстед, охлаждалась до температуры  $T \approx 0,3$  К. Для достижения этой температуры был изготовлен криостат с откачкой  $^3\text{He}$ , подобный созданному ранее в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ Б.С.Негдановым. Криостат построен по схеме с замкнутым контуром циркуляции  $^3\text{He}$ . Низкотемпературная экранировка ванны испарения  $^3\text{He}$  и предварительное охлаждение циркулирующего  $^3\text{He}$  осуществляются в обычной системе с тремя низкотемпературными ваннами (азотной и двумя гелиевыми: 4-градусной и 1-градусной), обеспечивающей непрерывное поддержание сверхнизкой температуры в течение 100 + 120 часов. Минимальная температура, достигнутая в криостате, — примерно 0,27°К, температура ванны испарения при тепловой нагрузке 1500 эрг/сек составляет около 0,3°К. Максимальные размеры мишени в нашем криостате, рассчитанном на работу в магните с зазором 125 мм, — 80 x 150 мм<sup>2</sup>. Время, необходимое для запуска криостата со смонтированной мишенью, составляет 6 + 8 часов. В экспериментах использовались мишени с толщинами 1 и 2,8 г/см<sup>2</sup>, по гольмию, и поперечными размерами 80 x 120 и 80 x 80 мм<sup>2</sup>. Оценки величины достигнутой гольмиевой поляризации из результатов нейтронных экспериментов дают  $p_N = 0,5$ .

4. Коллиматоры. Перед протонной мишенью пучок коллимировался до размеров, надежно перекрываемых мишенью (примерно 30 x 40 мм<sup>2</sup>). В случае, если размеры ядерной мишени были недостаточны для надежного перекрытия пучка на детектор, использовался дополнительный коллиматор, за ядерной мишенью.

5. Мониторы и детекторы. Неполаризованный (до протонной мишени) и поляризованный (между протонной и ядерной мишенями) пучки мониторировались газовыми нейтронными счётчиками с  $\text{BF}_3$ . В качестве нейтронного детектора

для нейтронов с энергиями ниже 1 эв использовался набор газовых счётчиков с обогащенным бором. Резонансные нейтроны регистрировались жидкостным сцинтилляционным детектором<sup>/11/</sup>. При работе с короткой нейтронной вспышкой (  $\approx$  2 мксек , во втором эксперименте с  $^{10}$  ) в жидкостном детекторе использовался сцинтиллятор с обогащенным бором. Сигналы от детекторов регистрировались многоканальными временными анализаторами. Информация из анализаторов могла быть передана в электронную вычислительную машину и там обработана.

Эксперименты с поляризованными  
мишенями на поляризованном ней-  
тронном пучке

Были выполнены эксперименты по выбору реализующегося в  $n-d$  взаимодействии набора длин рассеяния и эксперименты по определению спинов нейтронных резонансов ядра  $^{10}B$  в области энергий от нуля до 160 эв.

1. Выбор истинного набора длин в  $n-d$  рассеянии. Из измерений с неполяризованными нейтронами и дейтонами<sup>/12/</sup> получены два возможных в  $n-d$  взаимодействии набора длин рассеяния (для дейтонов  $i = 1$ , и принято обозначать:  $a_+ = a_4$ ,  $a_- = a_2$  ):

$$I. \quad a_2 = 0,11 \pm 0,07 \text{ fm}, \quad a_4 = 6,38 \pm 0,06 \text{ fm};$$

$$II. \quad a_2 = 8,26 \pm 0,12 \text{ fm}, \quad a_4 = 2,6 \pm 0,2 \text{ fm}.$$

На описанной установке были проведены две серии измерений энергетической зависимости эффекта пропускания поляризованной дейтронной мишени для поляризованных нейтронов<sup>/9/</sup>. В первой серии дейтоны были поляризованы параллельно полю в магните дейтронной мишени, а во второй – против поля в магните. Параллельность и антипараллельность поляризации нейтронного пучка в обоих случаях определялась относительно поля в магните дейтронной мишени. Измерения проводились в режиме работы реактора с мощностью около 6 киловатт и длительностью нейтронной вспышки  $\approx$  60 мксек. Были использованы одновременно два детектора: набор борных счётчиков ( 20 м от реактора ) и жидкостный детектор ( 60 м от реактора). Чистое время измерений в первой серии

измерений составило около 7 часов, а во второй - около 8,5 часов. Контрольная серия измерений с поляризованным нейтронным пучком, но без поляризации в дейтонной мишени, показала, что установка с нужной точностью аппаратурных "эффектов" не дает. Результаты двух серий измерений эффекта пропускания поляризованной дейтонной мишени для поляризованных нейтронов представлены на рис. 2. Из этих результатов с очевидностью следует, что эффект пропускания для нейтронов с энергией, большей 1 эв (когерентные процессы в рассеянии несущественны), отрицателен. Однако прежде чем делать выводы относительно реализующегося для дейтонов набора, следует оценить возможный вклад в эффект пропускания от других ядер, входящих в использованный кристалл, которые могут быть в той или иной степени поляризованы. В нашем случае (малые эффекты и  $\phi < 1$ ) для набора ядер с объемными концентрациями  $n_j$  и поляризациями  $P_N^j$  удобно воспользоваться упрощенным и обобщенным соотношением <sup>/7/</sup>:

$$\frac{\epsilon}{1 + \phi} = \frac{2}{x P_N} = - n_d P_N^d \sigma_{pol}^d \left[ 1 + \sum_{j \neq d} \frac{n_j P_N^j \sigma_{pol}^j}{n_d P_N^d \sigma_{pol}^d} \right] \quad (15)$$

Значения параметров, относящиеся к ядрам с ненулевым спином, входящим в наш кристалл, приведены в табл. 1. Из этой таблицы видно, что существенный для выводов о дейтонном наборе вклад в эффект пропускания могут дать лишь ядра  $^{14}N$  и  $^{139}La$ . В табл. 2 даны значения "азотного" и "лантанового" членов суммы в <sup>/15/</sup>, а также значения суммы этих членов в разных предположениях относительно реализующихся наборов. При получении данных этой таблицы использованы:  $\frac{P_N^N}{P_d^N} = 0,65 \pm 0,12$ , полученное из измерений ЯМР-сигналов азота и дейтерия в кристалле при условиях, близких к рабочим;  $\frac{P_N^d}{P_d^N} = 2,25$ , следующее из простой теории "солид-эффекта" в данном случае ( $P_N^N \approx i + 1$ ), а также то обстоятельство, что для азота, по-видимому, имеет место первый набор, поскольку основная доля рассеивательного сечения связана с отрицательным резонансом  $3/2^-$ . Данные этой таблицы убедительно указывают на то, что в случае  $n-d$  взаимодействия реализуется первый набор длин рассеяния. Этот результат согласуется с результатами большинства теоретических работ (см., например, <sup>/14/</sup>) и противоречит выводу о реализации второго набора, сделанному в работе <sup>/15/</sup>.

2. Определение спинов нейтронных резонансов ядра  $^{165}\text{No}$ . Спины резонансов  $^{165}\text{No}$ , кроме наших работ, исследовались как прямым методом <sup>/5,16/</sup>, так и в измерениях полного и парциального сечений <sup>/17/</sup>. В работах с поляризованными нейтронами и поляризованными ядрами были определены спины 4 низкоэнергетичных резонансов гольмия, причём спин последнего резонанса ( $E = 21,0$  эв) определен ошибочно. В работе с использованием метода полного и парциального сечений удалось в области энергий  $35 + 240$  эв определить спины 10 резонансов и 4 резонансам приписать вероятные значения спинов. Нами выполнено два эксперимента по определению спинов резонансов  $^{165}\text{No}$ . Первый эксперимент <sup>/3/</sup> проводился с разрешением нейтронного спектрометра по времени пролета около  $0,5$  мксек/м при толщине гольмиевой мишени  $1$  г/см<sup>2</sup>, а второй — с разрешением  $\approx 25$  нсек/м и мишенью толщиной  $2,8$  г/см<sup>2</sup>. В обоих экспериментах использовался жидкостный сцинтилляционный детектор, расположенный на  $120$  м от реактора. Зависимость эффекта пропускания поляризованной гольмиевой мишени от времени пролета нейтронов, полученная в первом эксперименте, приведена на рис. 3. На том же рисунке дана кривая пропускания нашей мишени без поляризации с указанием энергии резонансов по данным работы <sup>/18/</sup>. Обработка этих результатов методом площадей позволила в области энергий до  $54$  эв определить спины 8 резонансов и 2 резонансам приписать вероятные значения спинов. На рис. 4 представлена зависимость детекторного счёта от времени пролета нейтронов в условиях второго эксперимента. <sup>/19/</sup> Энергии резонансов на этом рисунке снова даны по работе <sup>/18/</sup>. Обработка результатов второго эксперимента (также методом площадей) позволила определить спины 12 резонансов  $^{165}\text{No}$  в области энергий от  $21$  до  $150$  эв. Сводка имеющихся сейчас данных о спинах нейтронных резонансов ядра  $^{165}\text{No}$ , с указанием источников, приведена в табл. 3. Из этой таблицы и рисунков 3 и 4 следует, что в области энергий от  $0$  до  $150$  эв известны спины всех сильных резонансов ядра  $^{165}\text{No}$ : 10 резонансов имеют спин  $j = 3$ , и 13 резонансов имеют спин  $j = 4$ . Из этих данных с использованием методов математической статистики <sup>/20/</sup> можно получить следующие 68-процентные доверительные интервалы для значений силовых функций  $S$  и отношения средних расстояний  $D$  в системах уровней со спинами  $j = 3$  и  $j = 4$ :

$$1,9 \cdot 10^{-4} < S_{j=3} < 6,0 \cdot 10^{-4}$$

$$1,9 \cdot 10^{-4} < S_{j=4} < 5,9 \cdot 10^{-4}$$

$$0,74 < \frac{D_{j=4}}{D_{j=3}} < 1,43.$$

Низкая статистическая точность полученных результатов, обусловленная малостью числа резонансов с определенными спинами, не позволяет сделать определенных заключений ни о замеченном в некоторых работах различии между  $S_{j=4}$  и  $S_{j=3}$  /21/, ни о справедливости предсказаний статистической теории ядерных уровней для отношения плотностей /22/ :  $\left(\frac{D_{j=4}}{D_{j=3}}\right)_{100\%} = 0,91$ .

### В ы в о д ы

Как показали эксперименты, использованный в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ метод изучения спиновой зависимости нейтрон-ядерных взаимодействий оказался весьма эффективным.

Очень перспективно применение для поляризации нейтронов поляризованной протонной мишени. Имеющаяся уже сейчас поляризованная протонная мишень (кристалл двойного лантан-магниевого нитрата с размерами  $42 \times 34 \times 20 \text{ мм}^3$ ) с поляризацией до 60% позволяет получать интенсивные пучки нейтронов с высокой поляризацией. Следует, однако, отметить, что доведение такой мишени до хороших эксплуатационных характеристик потребует еще много технической работы, в основном в направлении повышения стабильности поляризации и увеличения рабочей площади мишени. Можно также ожидать улучшения параметров поляризованной протонной мишени за счёт применения других методов поляризации протонов.

Поляризованная дейтронная мишень (дейтерированный кристалл двойного лантан-магниевого нитрата с примесью протонов, по отношению к дейтонам, менее 0,5%) с размерами  $15 \times 20 \times 34 \text{ мм}^3$  и поляризацией около 10% позволила успешно провести эксперимент по выбору реализующегося в  $n-d$  взаимодействии набора длин рассеяния. Улучшение параметров такой мишени следует проводить в направлении увеличения, стабилизации и надежного определения поляризации, а также в направлении увеличения размеров мишени.

Созданная в Лаборатории нейтронной физики поляризованная гольмиевая мишень с весом до 150 г и поляризацией около 50% (металлический Ho в маг-

нитном поле с  $H \approx 15$  килоэрстед охлаждался до температуры  $T \approx 0,3^\circ\text{K}$  в кри-  
остате с откачкой  $^3\text{He}$  ) для проведения нейтронных экспериментов может счита-  
ться вполне удовлетворительной. При необходимости поляризация  $\text{No}$  в  
ферромагнитной металлической мишени может быть повышена либо увеличением  
насыщающего магнитного поля, либо с использованием монокристалла  $\text{No}$ . Воз-  
можно также повышение поляризации  $\text{No}$  за счёт перехода на парамагнитную  
мишень, однако это вряд ли выгодно из-за появляющегося в этом случае боль-  
шого количества примесных ядер. Поляризация других ядер в тех же условиях,  
что имели место для гольмия, оказывается значительно меньшей. Здесь целе-  
сообразно идти по пути дальнейшего понижения температуры и повышения на-  
пряженности магнитного поля.

Экспериментальное доказательство реализации в  $n-d$  взаимодействии наборо-  
ра длин рассеяния с  $a_4 > a_2$ , по мнению авторов, является достаточно  
надёжным, и повторение экспериментов такого типа вряд ли имеет смысл.  
Было бы интересным исследовать спиновую зависимость захватного сечения  
ядер  $^{14}\text{N}$  и  $^{139}\text{La}$ , поляризующихся в использованной дейтронной мишени и име-  
ющих в ней достаточно высокую концентрацию.

Наши измерения позволили определить спины двадцати одного нейтронного  
резонанса ядра  $^{165}\text{No}$  в области энергий от нуля до 150 эв. Ко времени  
проведения наших измерений были известны спины лишь 4 низкоэнергетичных  
резонансов  $\text{No}$ , причём, как оказалось, спин резонанса с энергией  $E = 21,0$  эв  
был определен ошибочно. На основании наших результатов удалось показать,  
что резонанс с энергией 8,1 эв, приписывавшийся ранее примесям  $\text{Sm}$  в  
гольмиевой мишени, в действительности принадлежит  $^{165}\text{No}$ . Имеющиеся сей-  
час сведения о спинах нейтронных резонансов ядра  $^{165}\text{No}$  (известны спины  
всех 23 сильных резонансов в области энергий от нуля до 150 эв, см. табл. 3  
и рис. 3,4) явно недостаточны для результативного сопоставления с предсказани-  
ями теории. Эксперименты с гольмием должны быть продолжены в область более  
высоких энергий.

Основной материал диссертации опубликован в следующих работах::

- I. В.П.Алфименков, В.И.Лушиков, В.Г.Николенко, Ю.В.Таран,  
Ф.Л.Шапиро. ЯФ, 3, 55 (1966).
- II. В.П.Алфименков, В.И.Лушиков, В.Г.Николенко, Ю.В.Таран,  
Ф.Л.Шапиро. Препринт ОИЯИ, РЗ-3208, Дубна, 1967.



Л и т е р а т у р а

1. И.И.Гуревич, Л.В.Тарасов. Физика нейтронов низких энергий, "Наука", 1965.
2. Ю.В.Таран, Ф.Л.Шаширо. ЖЭТФ, 44, 2158 (1963).
3. В.П.Алфименков, В.И.Лушиков и др. ЯФ, 3, 55 (1966).
4. Б.С.Неганов, Н.С.Борисов и др. ЖЭТФ, 50, вып. 6, 1445 (1966).
5. H. Postma, H. Marshak et al. Phys. Rev., 126, 979 (1962).
6. Дж.Бэкон. Диффракция нейтронов, ИЛ, 1957.
7. Г.Е.Блосхи и др. Атомная энергия, 10, 437 (1961);  
В.Д.Аваньев и др. Препринт ОИЯИ, 2371, Дубна, 1965.
8. Ю.Г.Абов, А.Д.Гулько, П.А.Крупчицкий. Поляризованные медленные нейтроны, Атомиздат, 1966.
9. V.P. Alfimenkov et al. Preprint E3-3030, Dubna, 1966.
10. V.L. Sailor, R.I. Schermer et al. Phys. Rev., 128, 1287 (1962).
11. I. Visi et al. Nucl. Electronics, 1, 27 (1962).
12. D. Hurst, N. Alcock. Can. J. Phys., 29, 36 (1951);  
H.P. Noyes, J.D. Seagrave, private communication.
13. А.А.Бергман. Труды ФИАН, 24, 169 (1964).
14. В.Н.Ефимов. ЖЭТФ, 35, 137 (1958);  
R. Aaron et al. Phys. Rev., 140, B 1291 (1965).
15. А.М.Бадлян. ЯФ, 2, 211 (1965).
16. G. Bruhant, H. Postma et al. Phys. Rev. 137, B 1484 (1965).
17. M. Ashar et al. Proc. Intern. Conf. on the study of Nucl. Structure with Neutrons, Antwerp., 1966.
18. Э.Н.Каржавина и др. Препринт ОИЯИ, P-2593, Дубна, 1966.
19. В.П.Алфименков и др. Препринт ОИЯИ, P3-3208, Дубна, 1967.
20. D. P. Slavinska et al. Nucl. Phys., 85, 641 (1966);  
Г.Крамер. Математические методы статистики, ИЛ, 1956.
21. J. Julien et al. Phys. Lett., 10, 86 (1964).
22. H. Bete. Rev. Mod. Phys. 9, 69 (1937). T. Ericson. Adv. Phys., 9, 425 (1961);  
А.В.Малышев. ЖЭТФ, 45, 316 (1963).
23. Ю.В.Таран. Препринт ОИЯИ, 3221, Дубна, 1967.

Рукопись поступила в издательский отдел

14 апреля 1967 года.

Таблица 1

Спины, концентрации и поляризационные сечения ядер, входящих в состав дейтерированного кристалла

Ядро	D	$^{14}\text{N}$	$^{139}\text{La}$	$^{25}\text{Mg}$	H	$^{17}\text{O}$
СПИН	1	1	7/2	5/2	1/2	5/2
$\mu_1 / \mu_N$	1	0,25	$4,2 \cdot 10^{-2}$	$6,2 \cdot 10^{-3}$	$< 5 \cdot 10^{-3}$	$3,3 \cdot 10^{-3}$
набор I набор II	$1,68 \pm 0,04$	$3,5 \pm 0,5$	$3,9 \pm 2,6$	$0,9 \pm 0,6$	—	$0,4 \pm 1,5$
	$-2,57 \pm 0,1$	—	$-4,2 \pm 2,9$	$-1,0 \pm 0,7$	$-16,8 \pm 0,1$	$-0,4 \pm 1,5$

Таблица 2

Значения "азотного" и "лантанового" членов и значения суммы в выражении /15/

члены суммы и суммы в /15/ набор для дейтонов	<sup>14</sup> N	<sup>139</sup> La набор I	<sup>139</sup> La набор II	сумма	
				<sup>139</sup> La набор I	<sup>139</sup> La набор II
набор I	0,38 ± 0,11	0,22 ± 0,15	-0,23 ± 0,16	0,55 ± 0,20	0,10 ± 0,20
набор II	-0,22 ± 0,08	-0,14 ± 0,10	0,15 ± 0,10	-0,36 ± 0,13	-0,07 ± 0,13

Таблица 3  
 Спины нейтронных резонансов ядра  $^{165}\text{Ho}$

Е	СПИН	ссылка	Е	СПИН	ссылка
3,92	4	/3/,/5/	83,9	4	/17/
8,1	3	/3/	84,8	3	/17/,/19/
12,6	4	/3/,/5/	85,7	3	/19/
18,1	3	/3/,/16/	93,6	4	/19/
21,0	3	/16/	101,9	4	/17/,/19/
21,0	4	/3/,/19/	106,3	4	/19/
35,3	3	/3/,/17/,/19/	117,4	4	/19/
37,0	(3)	/3/	124,7	4	/17/
37,0	4	/19/	126,8	3	/19/
39,4	4	/3/,/17/,/19/	128,4	3	/19/
47,3	3	/3/,/19/	150,9	(3)	/17/
47,3	4	/17/	150,9	3	/19/
51,3	3	/3/,/17/,/19/	169,4	(4)	/17/
54,0	(3)	/3/	180,5	(4)	/17/
64,7	4	/17/,/19/	201,8	(4)	/17/
71,4	4	/17/,/19/	239,1	(4)	/17/

В скобках даны менее достоверно определённые значения спинов резонансов.

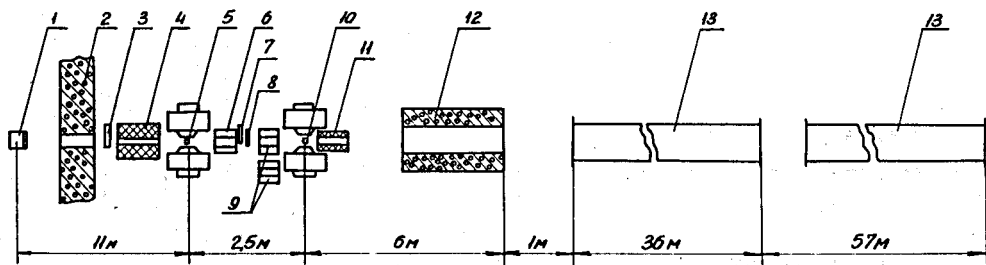


Рис. 1. Общая схема установки для исследований с поляризованными нейтронами и поляризованными ядрами: 1 - активная зона реактора ИБР с замедлителем; 2 - защитная стена зала реактора; 3 - монитор неполяризованного пучка; 4, 11 - коллиматоры; 5 - поляризованная протонная мишень; 6, 8, 9 - спиновый ротатор; 7 - монитор поляризованного пучка; 10 - поляризованная ядерная мишень; 12 - защита детектора на 20 м. от реактора; 13 - вакуумный нейтроновод.

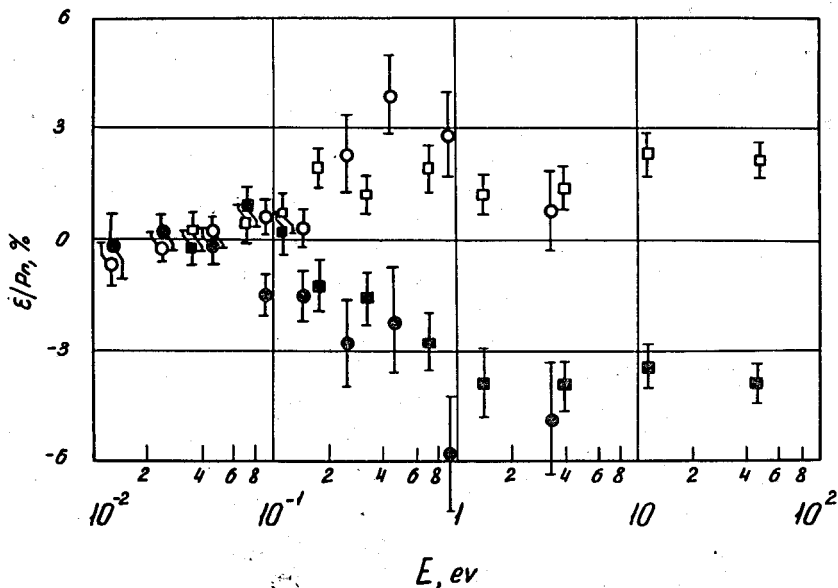


Рис. 2. Энергетическая зависимость эффекта пропускания в эксперименте по исследованию  $n-d$  рассеяния. Светлые и темные квадраты и кружки дают, соответственно, результаты, полученные в первой и второй сериях измерений на жидком детекторе и на наборе газовых пропорциональных счётчиков.

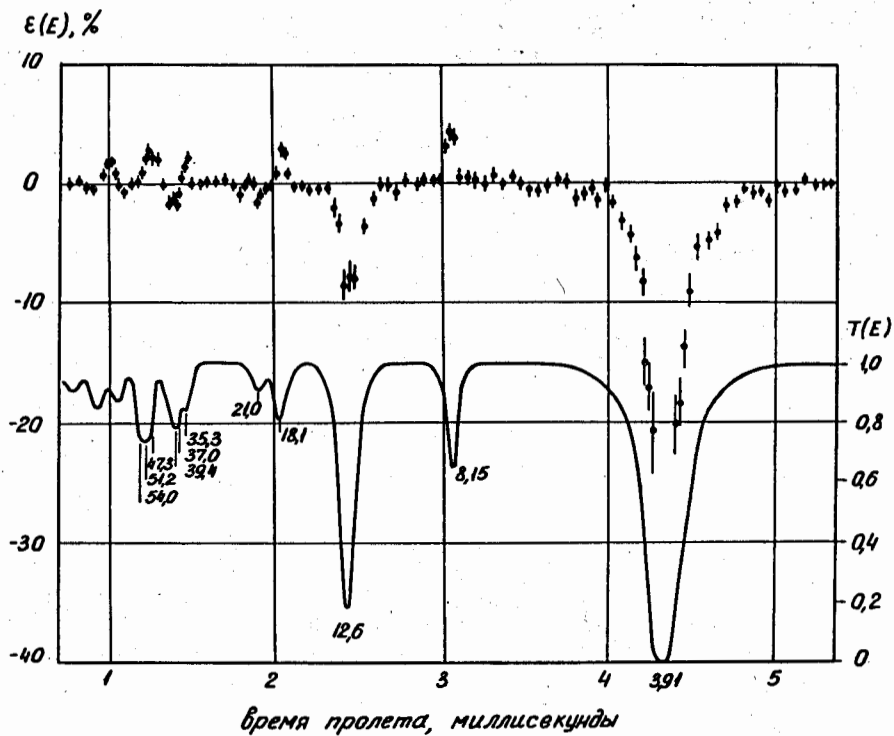


Рис. 3. Зависимость от времени пролета эффекта пропускания и пропускания в первом эксперименте по определению спинов нейтронных резонансов ядра  $^{165}\text{No}$ . На кривой пропускания указаны энергии резонансов.

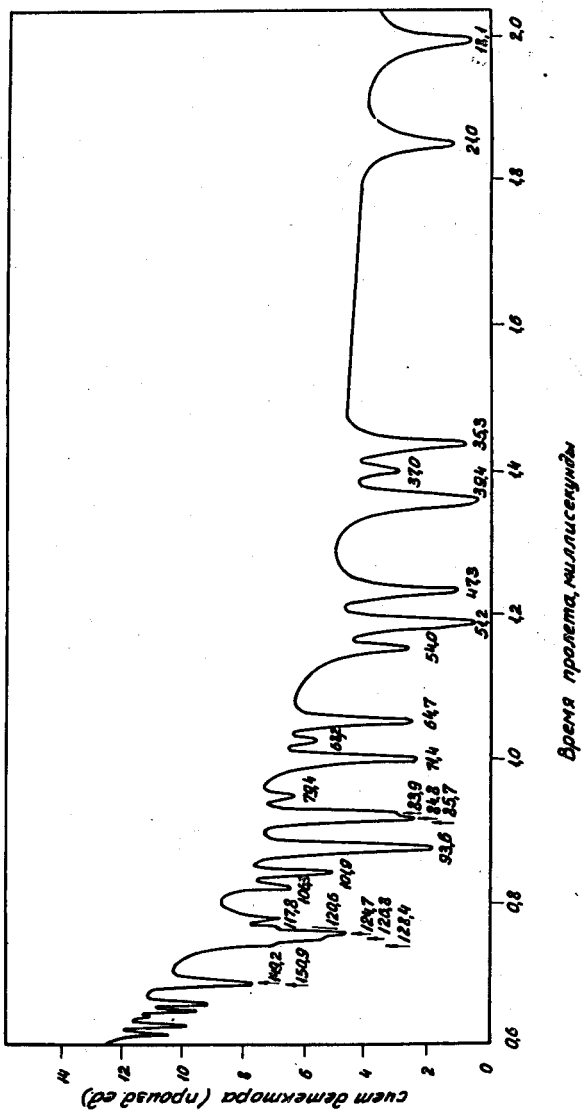


Рис. 4. Счёт нейтронного детектора в условиях второго эксперимента по определению спинов нейтронных резонансов ядра  $^{16}\text{O}$  No. На кривой указаны энергии резонансов.