

4409

Экз. чит. зал

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

РЗ - 4409



В.И.Лушиков, Ю.В.Таран, Ф.Л.Шапиро

ПОЛЯРИЗОВАННАЯ ПРОТОННАЯ МИШЕНЬ  
КАК ПОЛЯРИЗАТОР НЕЙТРОНОВ

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОНОВ ОИЯИ

1969

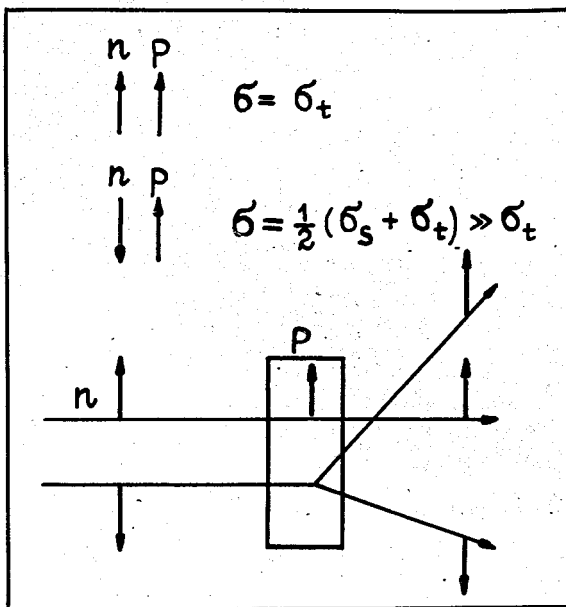
**РЗ - 4409**

**В.И.Лушиков, Ю.В.Таран, Ф.Л.Шапиро**

**ПОЛЯРИЗОВАННАЯ ПРОТОННАЯ МИШЕНЬ  
КАК ПОЛЯРИЗАТОР НЕЙТРОНОВ**

## 1. В в е д е н и е

До недавнего времени не существовало эффективного метода поляризации нейтронов в интервале энергий  $10-10^5$  эв. Такой метод был предложен несколько лет назад в ОИЯИ /1/, когда обозначились первые серьезные успехи в динамической поляризации протонов /2/. Метод основан на использовании сильной спиновой зависимости взаимодействия нейтрона с протоном. Действительно, для медленных нейтронов синглетное сечение рассеяния в 20 раз превосходит триплетное. Вследствие этого (см. рис. 1) неполяризованный пучок нейтронов станет поляризованным, если пропустить его через поляризованную протонную мишень (ППМ). Высокая степень поляризации нейтронов может быть при этом достигнута при умеренной потере интенсивности. Так как синглетное и триплетное сечения практически постоянны в интервале энергий от 1 эв до нескольких десятков кэв, то и поляризация прошедшего пучка нейтронов будет постоянна в указанном интервале. Метод эффективен и для области энергий 0-1 эв, в которой можно получить значительный выигрыш в интенсивности поляризованного пучка по сравнению с классическими методами отражения от намагниченных зеркал и монокристаллов. Об экспериментальном подтверждении метода сообщалось в работе /3/; он был использован затем в экспериментах по измерению спинов нейтронных резонансов гольмия /4/ и в опытах по определению



- Рис.1. Поляризация нейтронов при прохождении через поляризованную протонную мишень.  $\sigma_s$ ,  $\sigma_t$  - сечения синглетного и триплетного n-p рассеяния. Полное сечение рассеяния равно  $\sigma_t$  ..., если спины нейтрона и протона параллельны, и  $\frac{1}{2}(\sigma_s + \sigma_t)$  ..., если они антипараллельны.

истинного набора длин рассеяния нейтрона на дейтоне <sup>/5/</sup> (см. также обзоры <sup>/6/</sup>).

В настоящей работе более подробно чем в предыдущих кратких сообщениях <sup>/1,3/</sup> рассматриваются характеристики поляризованной протонной мишени как поляризатора нейтронов. Дается описание поляризованной протонной мишени, запущенной в Лаборатории нейтронной физики в 1966 г., которая значительно превосходит мишень, описанную в <sup>/4,7/</sup>. Приводятся результаты измерений поперечных сечений, определяющих действие нейтронного поляризатора.

## 2. Теория

### Эффективные сечения

Взаимодействие медленного нейтрона ( $S$ -нейтрона) с ядром со спином  $I \neq 0$  происходит по двум каналам, которые характеризуются соответственно суммарным спином  $J_+ = I + 1/2$ ,  $J_- = I - 1/2$ , длиной рассеяния  $a_+$ ,  $a_-$ , полным сечением  $\sigma_+$ ,  $\sigma_-$ . Для вычисления наблюдаемых сечений используем известный оператор длины рассеяния

$$\hat{a} = \frac{I+1}{2I+1} a_+ + \frac{I}{2I+1} a_- + \frac{2(a_+ - a_-)}{2I+1} \hat{I} \hat{S} \quad (1)$$

(см., например, /8/;  $\hat{I}$  и  $\hat{S}$  - операторы спина ядра и нейтрона). Усредним (1) по начальным спиновым состояниям нейтрона и ядра-мишени и применим оптическую теорему  $\sigma = -\frac{4\pi}{k} \text{Im} a$ , где  $k$  - волновое число нейтрона (см., например, /9/). В результате для полного сечения взаимодействия получим:

$$\sigma = \sigma_0 - \sigma_p f_n f_N, \quad (2)$$

где  $f_n$  и  $f_N$  - начальные поляризации нейтрона и ядра-мишени (оси поляризации предполагаются параллельными),  $\sigma_0$  - полное сечение в отсутствие поляризации:

$$\sigma_0 = \frac{I+1}{2I+1} \sigma_+ + \frac{I}{2I+1} \sigma_-, \quad (3)$$

$\sigma_p$  - так называемое поляризационное сечение:

$$\sigma_p = \frac{I}{2I+1} (\sigma_- - \sigma_+). \quad (4)$$

Поляризационное сечение нетрудно выразить через сечения захвата  $\sigma_{c+}$  и  $\sigma_{c-}$  для каналов  $J_+$  и  $J_-$  и обычные сечения когерентного  $\sigma_{coh}^0$  и некогерентного  $\sigma_{inc}^0$  рассеяния на связанном ядре:

$$\sigma_p = \left(\frac{A}{A+1}\right)^2 \{ \pm 2I^{1/2} (I+1)^{-1/2} (\sigma_{coh}^0 \sigma_{inc}^0)^{1/2} + (I+1)^{-1} \sigma_{inc}^0 \} + \frac{I}{2I+1} (\sigma_{c-} - \sigma_{c+}), \quad (5)$$

где  $A$  - массовое число ядра-мишени. Знак перед первым членом в фигурных скобках совпадает со знаком разности  $|a_-| - |a_+|$ .

Выражения (2)-(5) получены для изолированного свободного ядра, т.е. они пригодны для нейтронов с энергией  $E$ , большой по сравнению с энергией межатомных связей ( $E \gtrsim 1$  эв). Простые формулы можно получить также для противоположного случая энергий, меньших граничной энергии  $E_{гр}$  брэгговского рассеяния, когда ослабление нейтронного пучка холодным кристаллическим образцом обусловлено практически только поглощением и упругим некогерентным рассеянием на полностью связанных ядрах. Сечение последнего дается выражением <sup>18/</sup>

$$\sigma_{inc} = 4\pi \left(\frac{A+1}{A}\right)^2 [ \langle \hat{a}^2 \rangle - \langle \hat{a}_i \hat{a}_j \rangle ], \quad (6)$$

где индексы  $i$  и  $j$  отмечают одинаковые ядра, расположенные в двух разных точках кристалла; предполагается, что спины этих ядер ориентируются независимо друг от друга.

Используя (1) и (6) и учитывая захват, находим эффективное сечение, определяющее ослабление пучка при  $E < E_{гр}$ :

$$\sigma = \sigma_0 - \sigma_1 f_N^2 - \sigma_p f_n f_N, \quad (7)$$

где

$$\sigma_0 = \sigma_{inc}^0 + \sigma_c.$$

$$\sigma_1 = \frac{I}{I+1} \sigma_{inc}^0,$$

$$\sigma_p = \frac{I}{I+1} \sigma_{inc}^0 + \frac{I}{2I+1} (\sigma_{e-} - \sigma_{e+}). \quad (8)$$

В (8)  $\sigma_e$ -сечение захвата в отсутствие поляризации, связанное с канальными сечениями захвата  $\sigma_{e+}$  и  $\sigma_{e-}$  -выражением, аналогичным (3). Применяя (7), (8) и (3), находим, что при  $f_n = f_N = 1$   $\sigma = \sigma_{e+}$ , как и должно быть, поскольку в этом случае реализуется только один канал  $J_+$ , и рассеяние полностью когерентно.

В промежуточной области энергий теоретическое представление сечения весьма сложно из-за эффектов интерференции и неупругого рассеяния. Мы попытаемся описать экспериментальные данные выражением (7), рассматривая  $\sigma_0$ ,  $\sigma_1$  и  $\sigma_p$  как эмпирические константы; из сравнения с (2) следует, что  $\sigma_1 \rightarrow 0$  при  $E \geq 1$  эв.

Для водорода, используя известные данные о сечениях синглетного  $\sigma_-$  и триплетного  $\sigma_+$  рассеяния (см., например, /10/) и пренебрегая захватом, для поляризационного сечения в области  $E > 1$  эв можно получить:

$$\sigma_p = 16,7 (1 + E/133)^{-1} (1 + E/4150)^{-1} (1 + E/6300) \text{ барн}, \quad (9)$$

где  $E$  - энергия нейтрона в кэв.

При  $E \ll 133$  кэв (что близко к удвоенной энергии виртуального синглетного состояния дейтона) поляризационное сечение равно 16,7 барна, составляя 82% полного сечения рассеяния  $\sigma_0$ . При  $E \ll 1$  эв, т.е. в области применимости выражений (7) и (8),

$$\sigma_0 = 79,7 + 1,58 E^{-1/2} \text{ барн}$$

$$\sigma_1 = 26,5 \text{ барн}, \quad (10)$$

$$\sigma_p = 53,1 + 1,58 E^{-1/2} \text{ барн},$$

где энергия нейтрона выражена в мэв; учтено, что захват нейтрона протоном идет практически нацело по синглетному каналу.

### Прохождение нейтронного пучка через поляризованную мишень

Нейтронный пучок, неполяризованный или частично поляризованный вдоль некоторой оси  $z$ , можно представить как сумму двух пучков с поляризациями вдоль этой оси  $f_n=1$  и  $f_n=-1$ ; при прохождении пучков через поляризованную в том же направлении мишень поляризация каждого из них сохраняется, а интенсивность уменьшается в соответствии с полным сечением, определяемым выражением (7). Объединяя снова пучки, прошедшие мишень, нетрудно найти результирующее пропускание мишени  $T$  и поляризацию суммарного прошедшего пучка  $f_n$ .

Для неполяризованного падающего пучка и мишени толщиной  $t$  с ядерной поляризацией  $f_N$  и плотностью ядер  $n$  имеем:

$$f_n = \tanh f_N n \sigma_p t, \quad (11)$$

$$T = T_0 \exp[f_N^2 n \sigma_1 t] \operatorname{ch} f_N n \sigma_p t, \quad (12)$$

где  $T_0 = \exp(-n \sigma_0 t)$  — пропускание неполяризованной мишени. При увеличении толщины мишени пропускание  $T$  падает, а поляризация  $f_n$  растет, стремясь к 1. В обычных экспериментах с использованием поляризованного пучка, в которых наблюдаемый эффект пропорционален  $f_n$ , время измерения, требуемое для получения заданной статистической точности, обратно пропорционально произведению  $f_n^2 T$ . Используя



(11) и (12), можно найти оптимальную толщину мишени  $t_{\text{опт.}}$ , обеспечивающую максимум параметра  $f_N^2 T$ :

$$t_{\text{опт.}} = (2\nu)^{-1} \ln \left\{ (1 + \mu/\nu) / [(8 + \mu^2/\nu^2)^{1/2} - 3] \right\}, \quad (13)$$

где  $\nu = f_N n \sigma_p$ ,  $\mu = n(\sigma_0 - f_N^2 \sigma_1)$ . При  $f_N \ll 1$ , т.е.  $\nu/\mu \ll 1$ , формула упрощается:

$$t_{\text{опт.}} \approx 2\mu^{-1}. \quad (14)$$

На рис. 2 приведены оптимальные значения  $t$ ,  $f_N$  и  $T$  для резонансных нейтронов и поляризованной протонной мишени с кристаллом лантан-магниевого нитрата (ЛМН), описанной ниже. Характеристики ЛМН приведены в табл. 1 и 2. В ослабление нейтронного пучка неполяризованной мишенью наряду с протонами вносят некоторый вклад и другие ядра, в связи с чем в выражениях (12) и (13) в  $T_0$  и  $\mu$  вместо  $n\sigma_0$  подставлялась сумма по всем ядрам  $\sum n_i \sigma_{0i}$ . В поляризационных эффектах, напротив, влиянием других ядер ( $^{14}\text{N}$ ,  $^{139}\text{La}$  и др.) можно пренебречь, поскольку, как будет показано ниже, они поляризуются гораздо слабее протонов и, кроме того, их меньше в кристалле, и поляризационные сечения их сравнительно малы. Ввиду этого в (11) и других выражениях величины  $f_N n \sigma_p$ ,  $f_N^2 n \sigma_1$  относятся к протонам.

Как видно из рис. 2, оптимальная толщина мишени слабо зависит от  $f_N$ , т.е. выражение (14) фактически является неплохим приближением при любых  $f_N$ . При протонной поляризации  $f_N = 70\%$  достигается 65%-ная поляризация прошедшего нейтронного пучка при 5-кратной потере интенсивности ( $T = 0,2$ ), что следует признать умеренной ценой.

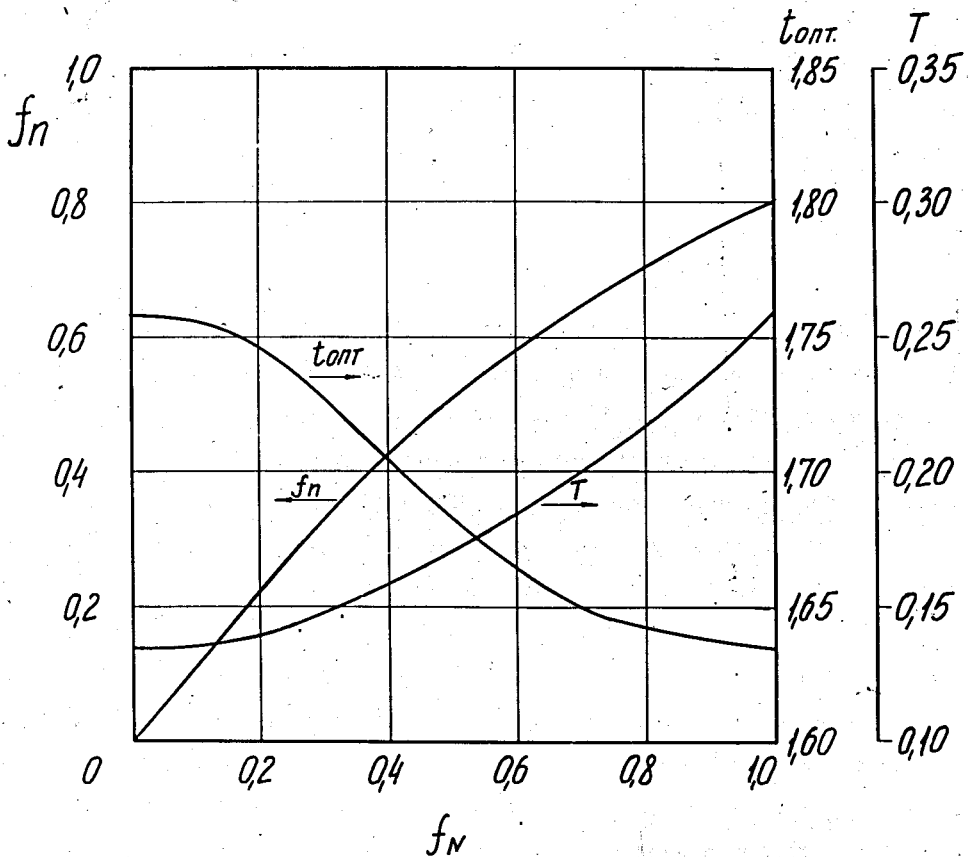


Рис.2. Оптимальные значения поляризации нейтронов  $f_n$ , пропускания  $T$  и толщины  $t_{opt}$  (см) для резонансных нейтронов в зависимости от поляризации ППМ из кристалла ЛМН.

Из (12) следует, что интенсивность нейтронного пучка, пропущенного мишенью, возрастает при включении ядерной поляризации. Для характеристики этого возрастания обычно пользуются величиной  $\epsilon_1 = T/T_0 - 1$ , называемой эффектом однократного пропускания. В данном случае

$$\epsilon_1 = \exp [ f_N^2 \sigma_1 t ] \operatorname{ch} f_N \sigma_p t - 1. \quad (15)$$

Измерения  $\epsilon_1$  в резонансной области энергий ( $\sigma_1 = 0$ ,  $\sigma_p = 16,76$  барн) позволяют определить протонную поляризацию  $f_N$ . При известной величине  $f_N$  измерения  $\epsilon_1$  в области тепловых энергий дают связь между  $\sigma_1$  и  $\sigma_p$ . Для раздельного определения  $\sigma_p$  могут служить измерения эффекта двукратного пропускания  $\epsilon_2$ . В опыте по двукратному пропусканию нейтронный пучок, получивший после прохождения первой поляризованной мишени поляризацию  $f_n$ , пропускается через вторую мишень с протонной поляризацией и толщиной соответственно  $f_{N2}$  и  $t_2$ . Пропускание двух последовательных мишеней (или интенсивность нейтронов после них) обозначим  $T$ . С помощью спинового ротатора реверсируем направление нейтронного спина перед второй мишенью; пусть поляризация пучка после действия спинового ротатора становится равной  $\phi f_n$ , где  $\phi \approx -1$  — так называемая эффективность ротатора. Интенсивность нейтронов после второй мишени при работе ротатора обозначим  $T_r$ . Эффект двукратного пропускания — это относительное изменение интенсивности пучка после двух мишеней при реверсе нейтронной поляризации между ними, т.е.

$$\epsilon_2 = (T - T_r) / (T + T_r). \quad (16)$$

Как нетрудно показать,

$$\epsilon_2 = (1 - \phi) f_n \operatorname{th} f_{N2} n \sigma_p t_2 / [2 - (1 + \phi) f_n \operatorname{th} f_{N2} n \sigma_p t_2]. \quad (17)$$

Если, как должно быть,  $(1 + \phi) \ll 1$ , то вторым членом в знаменателе можно пренебречь; подставляя для  $f_n$  выражение (11), получаем ( $f_{N1}$ ,  $t_1$  - протонная поляризация и толщина первой мишени):

$$\epsilon_2 = \frac{1}{2} (1 - \phi) \operatorname{th} f_{N1} n \sigma_p t_1 \operatorname{th} f_{N2} n \sigma_p t_2. \quad (18)$$

Эффективность спинового ротатора определяется из измерений интенсивностей  $T'$  и  $T'_r$  при введении между двумя мишенями железного шимма, частично или полностью деполяризующего нейтронный пучок. Как нетрудно убедиться,

$$\phi = (T - T') / (T_r - T'_r). \quad (19)$$

### 3. Аппаратура

В качестве поляризатора использовалась ППМ из двух монокристаллов лантан-магниевого нитрата с примесью неодима ( $N_{0,004}^{142} La_{0,996}$ )  $Mg_3(NO_3)_{12} \cdot 24H_2O$  с полными размерами  $1,835 \times 3,4 \times 4,3$  см<sup>3</sup> (объем 27 см<sup>3</sup>).

Кристаллы помещаются в настраиваемый прямоугольный медный резонатор объемом около 60 см<sup>3</sup>. Добротность нагруженного резонатора при гелиевой температуре равна нескольким тысячам.

Охлаждение мишени производится в криостате с помощью откачки паров жидкого гелия-4. Предварительная откачка до давления 0,3 мм рт.ст. производится форвакуумным насосом ВН-6 со скоростью откачки

150 л/сек. Дальнейшее понижение температуры производится с помощью бустерного парамасляного насоса БН-1500-2 со скоростью откачки около 2500 л/сек при давлении 0,01 мм рт. ст. При этом достигается температура  $0,9^{\circ}\text{K}$  в отсутствие микроволновой мощности и  $0,95^{\circ}\text{K}$  - с мощностью около 200 мвт. Собственный расход гелия из криостата составляет 1 л жидкости за 12 часов, при подводе мощности 200 мвт расход возрастает втрое. При стартовом объеме жидкого гелия при  $4,2^{\circ}\text{K} \approx 13$  л мишень непрерывно оперирует в рабочем режиме около суток.

Поляризация протонов кристаллизационной воды ЛМН производится динамическим методом (солид-эффект) <sup>/2/</sup> на частоте 64,3 ГГц (длина волны 4,7 мм) в магнитном поле 17 кэ. Подвод микроволновой мощности к резонатору осуществляется по круглому волноводу диаметром 10 мм, на входе которого установлен преобразователь волны типа  $H_{01}$  из прямоугольного сечения в круглое <sup>/15/</sup>. На выходе производится обратное преобразование, и резонатор возбуждается через отверстие связи, равное сечению основного волновода 4-миллиметрового диапазона. Полные потери в волноводном тракте составляют 1,3-1,4 децибелла.

Магнитное поле получается с помощью стандартного электромагнита СП-10 с воздушным охлаждением, у которого заводские полюса были заменены на полюса из стали "Армко". Диаметр полюсов 25 см, зазор - 6,5 см. Напряженность магнитного поля в 17 кэ достигается при токе 70 а. Относительная стабильность поля  $10^{-4}$ . Неоднородность поля составляет около 3-4 э по образцу с размерами 5 см.

Детектирование сигнала ЯМР протонов производится спектрометром по схеме Роллина. Витки контура спектрометра намотаны поверх резонатора, имеющего разрезы вдоль широких стенок. Обычно спектрометр использовался только для приблизительной настройки системы в рабочий режим. При поляризации более 20% настройка производилась по максимальной интенсивности нейтронного пучка, прошедшего через ППМ.

При настройке на максимум протонной поляризации поляризация других существенных компонентов ЛМН (азот, лантан) оказывается незначительной, так как из-за меньшего чем у протона ядерного магнитного момента нужные ЭПР-линии других ядер не насыщаются. Так, в условиях данной работы ширина линии ЭПР равна 6 э, а расстояние между "запрещенными" ЭПР - переходами азота и водорода 17,6 э, лантана и водорода - 16 э.

В измерениях эффекта двукратного пропускания в качестве анализатора поляризации нейтронов использовалась вторая ППМ, в существенных чертах аналогичная первой. Динамическая накачка обеих мишеней производилась от одного источника СВЧ-мощности по схеме, представленной на рис. 3. В этом варианте обеспечивалось поступление в каждую мишень мощности до 200 мвт, достаточной для достижения высокой поляризации. В качестве мишени-анализатора использовался монокристалл ЛМН размерами  $1,09 \times 3,5 \times 5,2$  см<sup>3</sup>.

Источником нейтронов являлся импульсный реактор на быстрых нейтронах (ИБР) Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ, работавший со средней мощностью 3-6 квт и частотой 5 гц при длительности импульса 60 мксек /16/. В качестве замедлителей использовались обычный водяной и комбинированный из полиэтилена и бериллия, охлаждаемый до азотной температуры.

Обе мишени были установлены в экспериментальном зале ИБР на расстоянии 11 и 13,5 м от активной зоны реактора (план размещения аппаратуры показан на рис. 4). Между мишенями расположен спиновый ротатор для изменения направления нейтронной поляризации /17/. Нейтроны, вышедшие из первой мишени с горизонтальным направлением поляризации, входят в магнитный канал, в котором вектор магнитного поля, а с ним и вектор поляризации нейтрона поворачиваются на  $90^\circ$  (до вертикального положения). Затем в зависимости от требуемой ори-

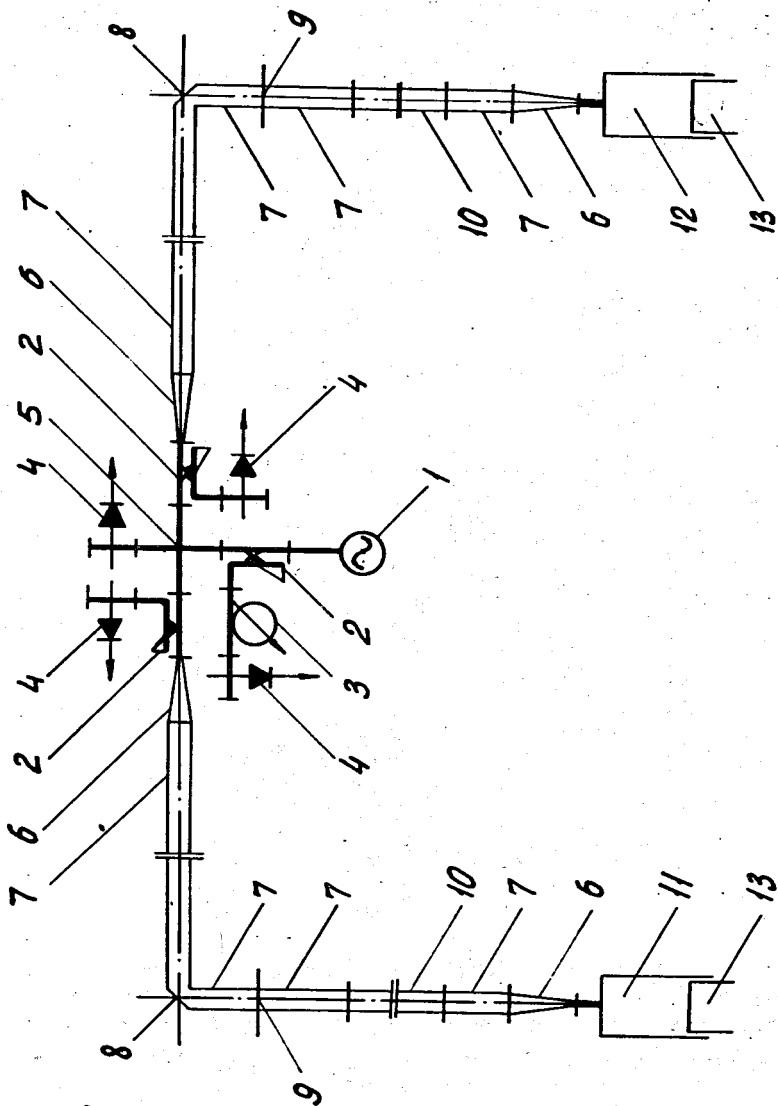


Рис.3.Схема волноводного тракта при совместной работе двух ППМ.  
 1 - источник СВЧ-мощности, 2 - направленный ответвитель, 3 - резонансный волномер, 4 - детекторная головка, 5 - двойной тройник, 6 - волноводный преобразователь, 7 - медный цилиндрический волновод, 8 - отражающее зеркало, 9 - вакуумное уплотнение, 10 - волновод из нержавеющей стали, 11 и 12 - резонаторы, 13 - настроенный поршень.

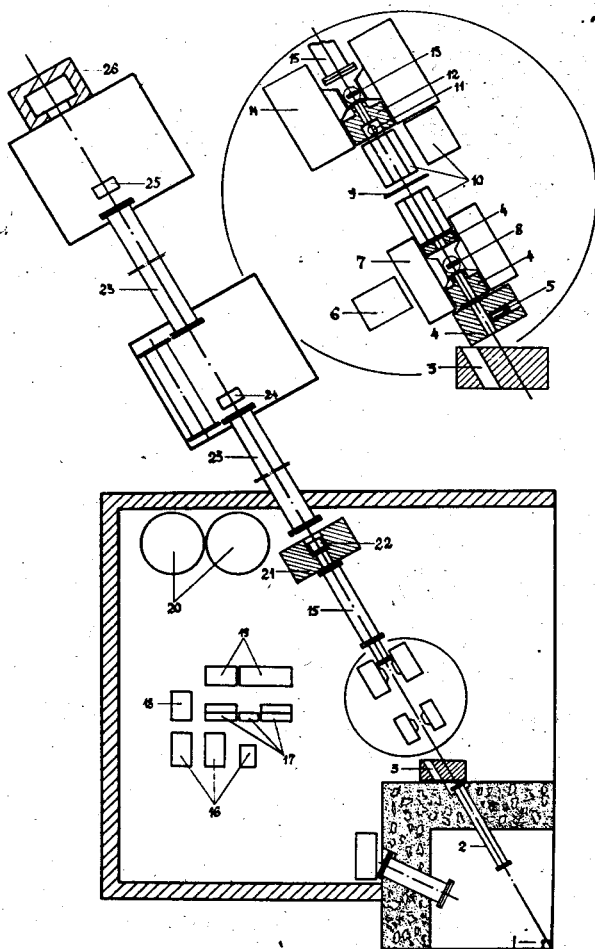


Рис.4. Схема экспериментальной установки: 1 - реактор и замедлитель; 2 - вакуумированный нейтронный канал, 3 - шиббер, 4 - коллиматоры, 5 - первый монитор, 6 - парамагнитный насос, 7 - магнит первой ППМ, 8 - первая ППМ, 9 - токовая фольга, 10 - спиновый ротор, 11 - второй монитор, 12 - коллиматор, 13 - вторая ППМ, 14 - магнит, 15 - вакуумированный нейтронный канал, 16 - насосная группа, 17 - пульты управления магнитами и насосами, 18 - компрессор, 19 - электронная аппаратура, 20 - газгольдеры, 21 - защита детектора, 22 - детектор, 23 - вакуумированный нейтронный канал, 24 и 25 - места расположения детекторов на базе пролета 60 и 120 м, соответственно, 26 - ловушка нейтронов.



ентации спина нейтрон проходит через магнитный канал, возвращающий вектор поляризации в исходное положение, или через магнитный канал, доворачивающий его до  $180^\circ$ . В этом последнем случае необходимо обеспечить резкий реверс магнитного поля между каналами /17/, что осуществляется включением постоянного тока 1,5 ка, протекающего по алюминиевой пластине толщиной 1,5 мм. и поперечными размерами  $25 \times 50 \text{ см}^2$ . Смена возвращающего и доворачивающего магнитных каналов производится механическим способом за несколько секунд.

Эффективность спинового ротатора  $\phi$  была измерена во время эксперимента по двукратному пропусканию. Деполяризация пучка производилась стальной пластиной толщиной 4 мм, устанавливаемой вблизи токовой фольги, где напряженность магнитного поля была минимальной. Этот щимм обеспечивал полную деполяризацию нейтронов с энергией до 5 эв. Экспериментальные результаты измерения эффективности представлены на рис. 5. Величина  $\phi$  слабо зависит от энергии нейтронов, несколько увеличиваясь выше 1 эв. Значение  $\phi$ , усредненное в диапазоне энергий 0,01-10 эв, оказалось равным  $-0,91 \pm 0,01$ .

На пути нейтронного пучка (см. рис. 4) установлены следующие детекторы: 1) борный счетчик перед поляризатором - монитор мощности реактора, задающий длительность счетного интервала; 2) обогащенный борный счетчик - монитор поляризации; 3) большой детектор из нескольких десятков обогащенных борных счетчиков, который мог быть установлен на пролетной базе 19,5; 60 и 120 м.

Импульсы с монитора поляризации пропускались через электронную схему с временными воротами, которая выделяла тепловые и холодные нейтроны, обладающие довольно большим поляризационным сечением. Так как интенсивность прошедшего пучка пропорциональна  $ch f_N \sigma_p t$ , что для малых поляризаций дает линейную зависимость от  $f_N^2$ , а для больших  $f_N$  - экспоненциальную зависимость от  $f_N$ , то счет монито-

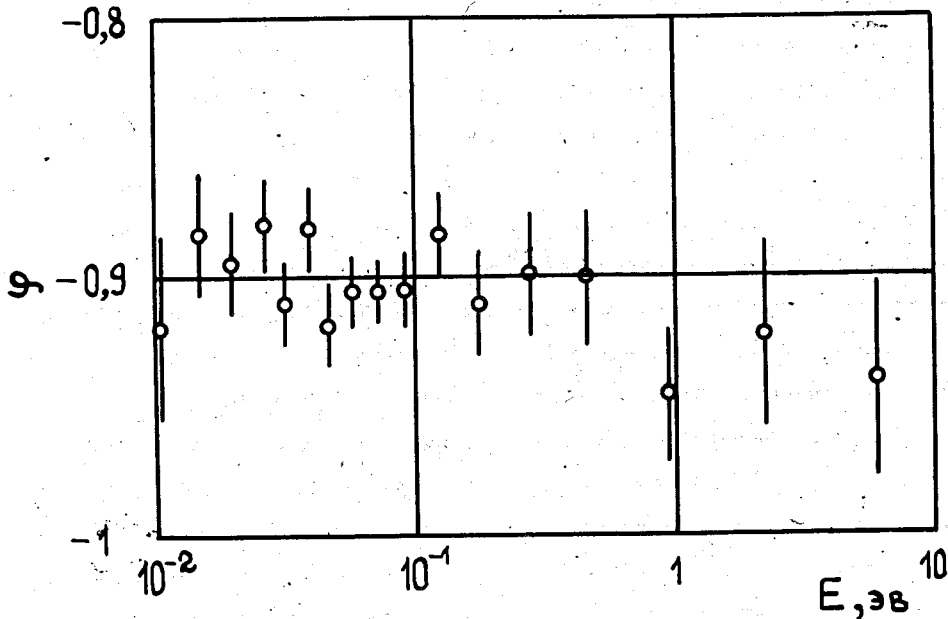


Рис.5. Эффективность спинового ротатора  $\phi$  как функция энергии нейтронов  $E$ .

ра обладает очень хорошей чувствительностью к изменению поляризации. Например, при средней поляризации около 60% ее уход на 1% вызывает изменение счета монитора на 3%.

Импульсы с большого детектора регистрировались 2048- или 4096-канальными анализаторами с промежуточной памятью. Основной блок памяти этих анализаторов может быть разбит на две или четыре части, и временной кодировщик может по очереди подключаться к любой из них. Это обстоятельство было использовано при измерении пропускания неполяризованного кристалла и эффекта двукратного пропускания. Опишем кратко в качестве примера процедуру измерения  $\epsilon_2$ .

После достижения рабочего режима обеих мишеней начинались измерения интенсивности  $T$  (см. (16)) без поворота нейтронного спина. После набора первым монитором заданного числа импульсов (обычно  $10^4$ , при этом длительность счетного интервала равнялась  $\approx 40$  сек) счет прерывался. За 3 сек ориентация спина нейтронов менялась на противоположную, мониторы перебрасывались на другие пересчетные схемы, к большому детектору подсоединялась другая часть памяти анализатора. После набора заданной статистики в измерении  $T$ , ориентация спина восстанавливалась, и цикл повторялся. После заданного числа таких циклов информация с мониторов записывалась печатающим устройством и в пучок вводился деполярирующий шимм (одновременно убирался идентичный шимм, стоявший до этого на пути нейтронов перед поляризатором для компенсации ослабления пучка, вызываемого деполярирующим шиммом); в этих условиях проводилось нужное количество циклов измерения  $T'$  и  $T''$ . При этом информация с большого детектора регистрировалась в новых частях памяти анализатора с сохранением в старых частях накопленной ранее информации. Полная автоматизация регистрирующей системы позволяла накапливать данные в течение многих часов без вмешательства экспериментатора. Для большей

надежности обычно использовались два анализатора, включенных параллельно.

#### 4. Экспериментальные результаты

Ниже будут описаны измерения пропускания кристалла ЛМН при отсутствии поляризации протонов и измерения эффектов одно- и двукратного пропускания, проведенные с целью определения линейного коэффициента ослабления нейтронов  $\sum_1 p_1 \sigma_{0,1}$ , поляризационного сечения протонов  $\sigma_p$  и введенного в §2 сечения  $\sigma_1$  в широком энергетическом диапазоне. Эти данные нужны, во-первых, для сравнения с теорией, изложенной выше, во-вторых, для вычисления интенсивности и поляризации нейтронов, прошедших через ППМ, и ее оптимальной толщины при различных энергиях.

#### Измерения пропускания $T_0$

Измерения  $T_0$  проводились с кристаллами толщиной  $0,375 \pm 0,002$  и  $0,53 \pm 0,005$  см при температурах  $1,1^\circ$ ;  $4,2^\circ$ ;  $77^\circ$  и  $295^\circ$ К. В области энергий 0,005–50 эв измерения производились на базе пролета 60 м. Ниже 0,005 эв использовалась база 19 м. В последнем случае пучок нейтронов от охлаждаемого замедлителя очищался от быстрых нейтронов бериллиевым фильтром толщиной 36 см или комбинированным фильтром из бериллия (16 см) и графита (8 см), охлажденных до азотной температуры.

Пропускание кристалла в резонансной области несколько увеличивается при охлаждении до  $77^\circ$ К и остается постоянным при дальнейшем охлаждении до  $1^\circ$ К. Изменение пропускания вызвано термическим сжатием кристалла и температурной зависимостью полного сечения рассеяния. Согласно Вику /18/, последняя определяется выражением (пренеб-

регаем более высокими степенями разложения по  $1/E$  )

$$\sigma_s(E) / \sigma_s = 1 + \bar{K} / 3AE, \quad (20)$$

где  $\sigma_s$  - сечение рассеяния на свободном ядре,  $A$  - массовое число ядра,  $\bar{K}$  - средняя кинетическая энергия атома в кристалле, зависящая от температуры. Суммируя по всем элементам, входящим в ЛМН, получаем сечение рассеяния молекулы:

$$\sigma_M = (1 + \bar{K}' / 3E) \sum_i N_i \sigma_{s_i}, \quad (21)$$

где

$$\bar{K}' = \sum_i \frac{\bar{K}_i N_i \sigma_{s_i}}{A_i} / \sum_i N_i \sigma_{s_i}, \quad (22)$$

$N_i$  - число ядер сорта  $i$  в молекуле.

Исправляя измеренные пропускания на захват нейтронов и экстраполируя логарифм пропускания к  $1/E = 0$  по линейному закону (21), находим для отношения логарифмов пропускания при  $E \rightarrow \infty$ , т.е. для отношения плотностей ЛМН при  $T = 77^\circ\text{K}$  и  $T = 295^\circ\text{K}$  значение:

$$\frac{\rho(77^\circ\text{K})}{\rho(295^\circ\text{K})} = 1,024 \pm 0,007.$$

Переходя далее к сечению рассеяния на молекулу, находим, что в интервале энергий 0,5-50 эв оно равно:

$$\sigma_M = (1350 \pm 10) [1 + \bar{K}' / 3E], \quad (23)$$

где  $\bar{K}' = 0,078 \pm 0,015$  эв при азотной и  $\bar{K}' = 0,087 \pm 0,015$  эв при

комнатной температуре. Если вклад других ядер, помимо протонов, в сечение рассеяния на молекулу  $\sum_i N_i \sigma_{si}$  составляет 28%, то вкладом тяжелых ядер в числитель (22) можно пренебречь, принимая во внимание факторы  $\bar{K}_i / A_i \approx 1/A_i^2 \ll 1$ . В этом приближении средняя кинетическая энергия атома водорода в ЛМН равна  $1,38 \bar{K}$ , т.е. равна  $0,11 \pm 0,02$  эв и  $0,12 \pm 0,02$  эв соответственно при азотной и комнатной температурах.

Поведение полного сечения взаимодействия на молекулу ЛМН в широком энергетическом диапазоне представлено на рис. 6 при комнатной (светлые точки) и усредненной по диапазону  $1-77^\circ\text{K}$  (темные точки) температурах кристалла. Характерно, что при комнатной температуре при уменьшении энергии нейтронов сечение растет значительно быстрее, чем при низкой. Это обстоятельство обычно связывают с переходом при возрастании температуры от заторможенного вращения молекулярных групп (в данном случае  $\text{H}_2\text{O}$ ) к свободному /19/.

Используя данные рис. 6 и литературные данные /20/ о сечениях тяжелых ядер, входящих в ЛМН, можно определить сечение рассеяния на водороде ЛМН в зависимости от энергии. Однако для тепловой области энергий нейтронов, в которой учет когерентных эффектов сложен, однозначное определение затруднительно. На рис. 7 представлено полученное сечение рассеяния на водороде для области температур  $1-77^\circ\text{K}$ . При энергии выше 0,05 эв из экспериментального сечения молекулы вычиталась сумма полных сечений тяжелых ядер (темные точки). Светлые точки получены вычитанием только сечений захвата и некогерентного рассеяния, что строго справедливо при совсем низких энергиях нейтрона, когда когерентное упругое и неупругое рассеяния не проявляются. При больших энергиях сечение  $n-p$  рассеяния в ЛМН выходит на уровень  $20,35 \pm 0,23$  б, что хорошо согласуется с общепринятым значением  $20,36 \pm 0,10$  б /20/. При энергии  $10^{-3}$  эв оно, как и следует ожидать, близко к сечению некогерентного рассеяния на полностью свя-

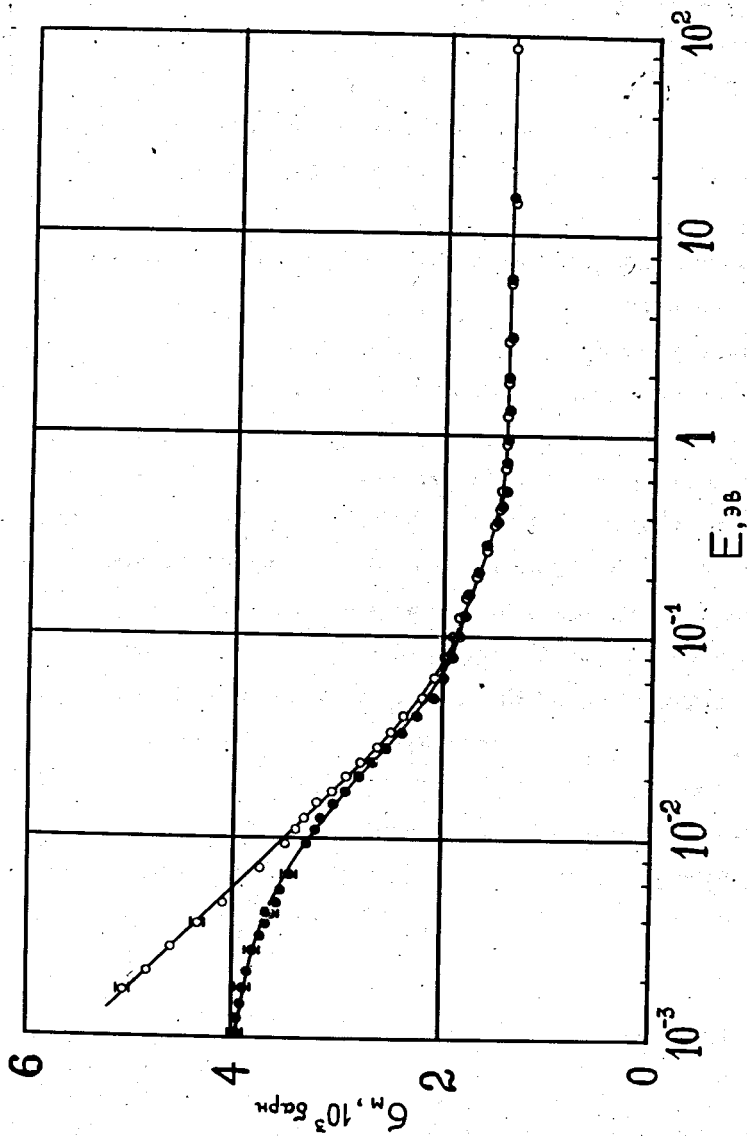


Рис.6. Полное сечение взаимодействия  $\sigma_n$  молекулы ЛМН от энергии нейтронов  $E$  при комнатной температуре (светлые точки) и усредненное по интервалу 1-77°К (темные точки).

занном протоне, равному  $\sigma_{inc}^0 = 79,7 \pm 0,4 \text{ б} / 20 /$ . Вклад водорода в полное сечение на молекулу составляет при этой энергии 95%.

### Эффект однократного пропускания

Измерения  $\epsilon_1$  были сделаны с кристаллом толщиной  $0,915 \pm 0,002$  на базе пролета 19 м и с двумя кристаллами общей толщиной  $1,835 \pm 0,003$  см на базах 19 и 60 м.

В эксперименте измерялись спектры нейтронов, прошедших через ППМ, в отсутствие протонной поляризации и при различных ее значениях. На рис. 8 показаны спектры для толстой мишени, полученные на базе 19 м с использованием охлаждаемого замедлителя. Сложная форма спектра обусловлена фильтрацией и отражением нейтронов слоем бериллия, который примыкал к полиэтиленовому замедлителю. На рис. 9 приведены экспериментальные значения эффекта однократного пропускания, полученные обработкой указанных спектров. Величина эффекта довольно значительна: в холодной области наблюдается более чем десятикратное увеличение интенсивности при включении протонной поляризации. Процедура нахождения протонной поляризации состояла в определении значений  $f_N n \sigma_p t$  по значениям  $\epsilon_1$  при больших энергиях нейтронов, когда в (15) можно положить  $\sigma_1 = 0$ , и в экстраполяции их с помощью соотношения (20) к  $E = \infty$ . На рис. 10 представлены две серии экспериментальных значений  $f_N n \sigma_p t$  для мишени толщиной 1,835 см. Прямая линия, проведенная через темные точки, описывается уравнением:

$$f_N n \sigma_p t = (0,80 \pm 0,01) [1 + (0,16 \pm 0,03) / 3E]. \quad (24)$$

Значение  $n \sigma_p t$  этой мишени для свободных протонов ( $\sigma_p = 16,76$ ), исправленное на термическое сжатие, равно  $1,23 \pm 0,01$ . Отсюда полу-



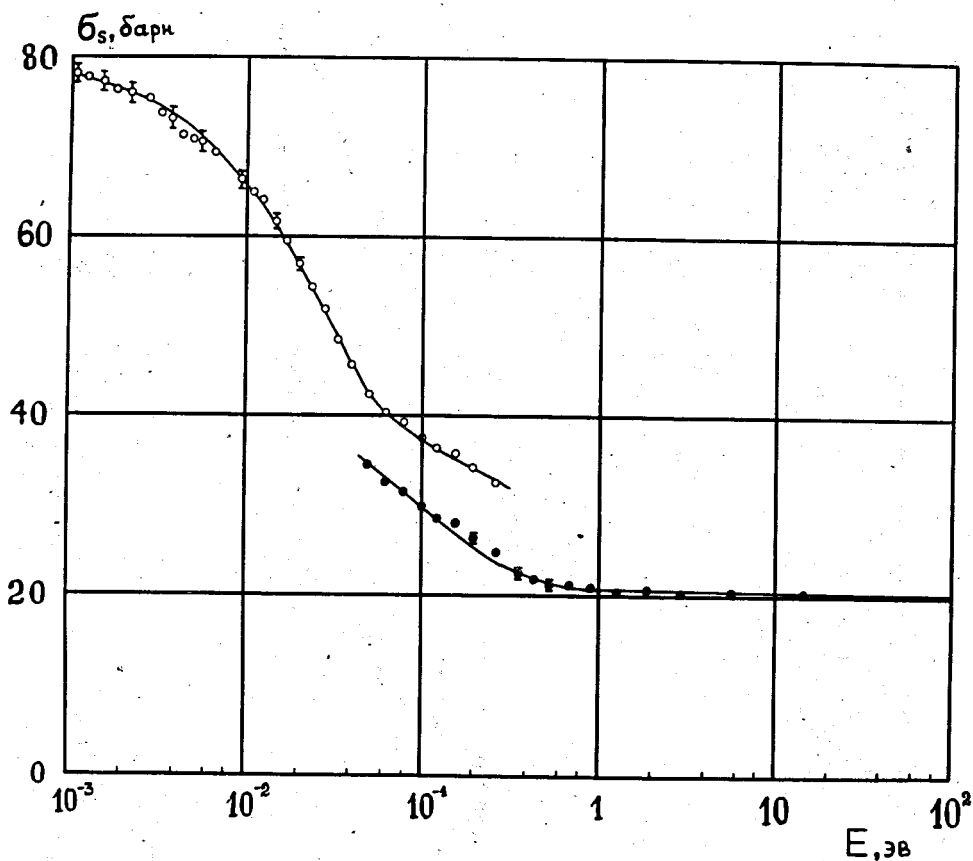


Рис.7. Сечение рассеяния нейтрона на протоне  $\sigma_s$ , связанном в кристалле ЛМН. Светлые точки получены вычитанием некогерентного и захватного сечений тяжелых ядер из экспериментального сечения молекулы ЛМН; темные точки - вычитались полные сечения.

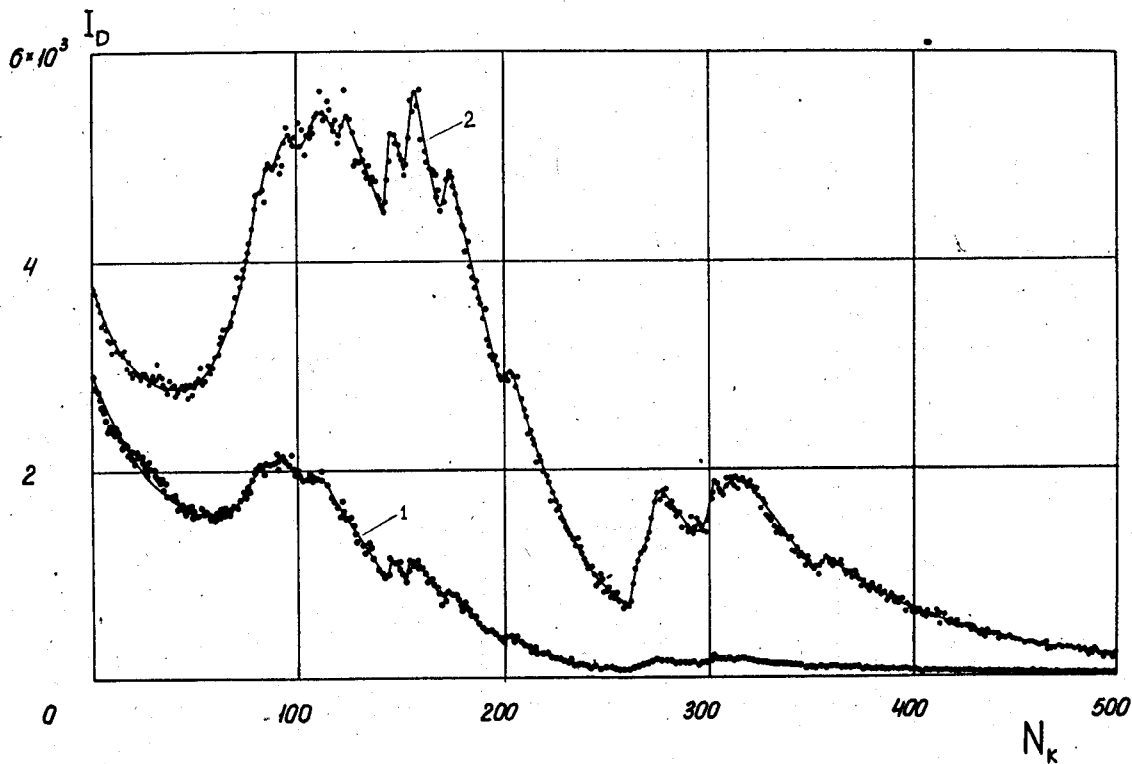


Рис.8. Временные спектры нейтронов, прошедших ППМ толщиной 1,835 см: 1 - в отсутствие протонной поляризации, 2-поляризация 65%.  $I_D$  - счет детектора на базе пролета 19,4 м за 10 мин,  $N_K$  - номер канала временного анализатора, ширина канала 64 мксек, задержка 192 мксек.

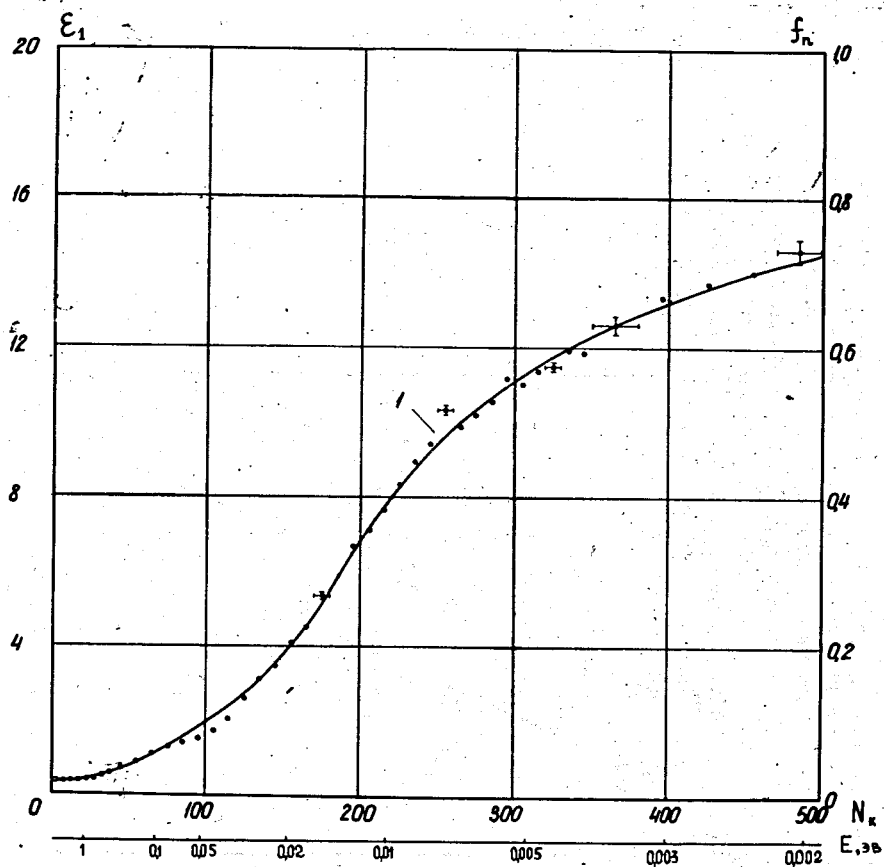


Рис.9. Эффект однократного пропускания  $\epsilon_1$  в зависимости от номера канала  $N_k$  анализатора и энергии нейтрона  $E_n$ . Мишень толщиной 1,835 см, протонная поляризация 65%. Вертикальные черточки показывают ошибку измерения, горизонтальные - интервал усреднения.

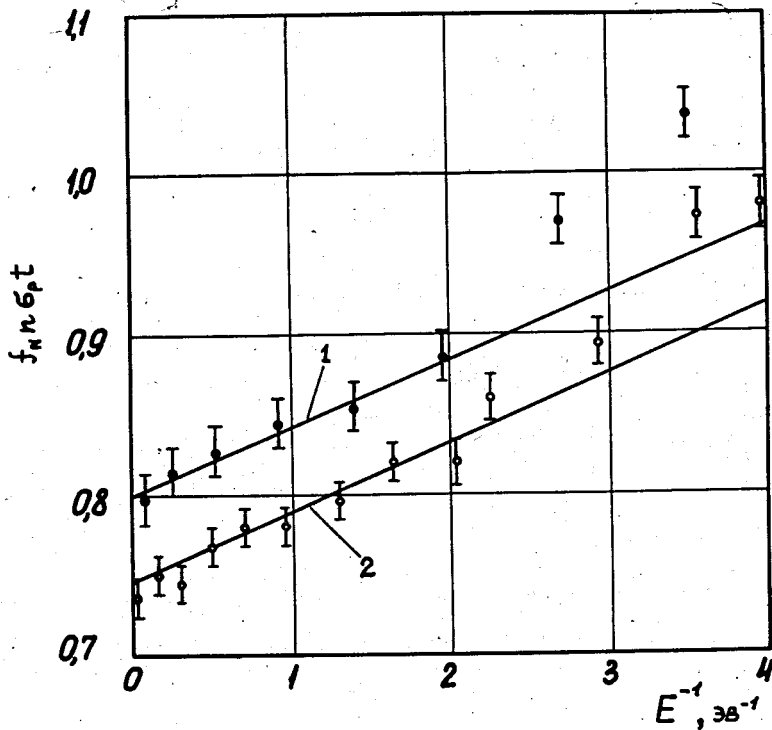


Рис.10. Экспериментальные значения  $f_{N, \sigma_p t}$  для ППМ 1,835 см для двух серий измерений (базы пролета: 1-19,4 м; 2-60 м).

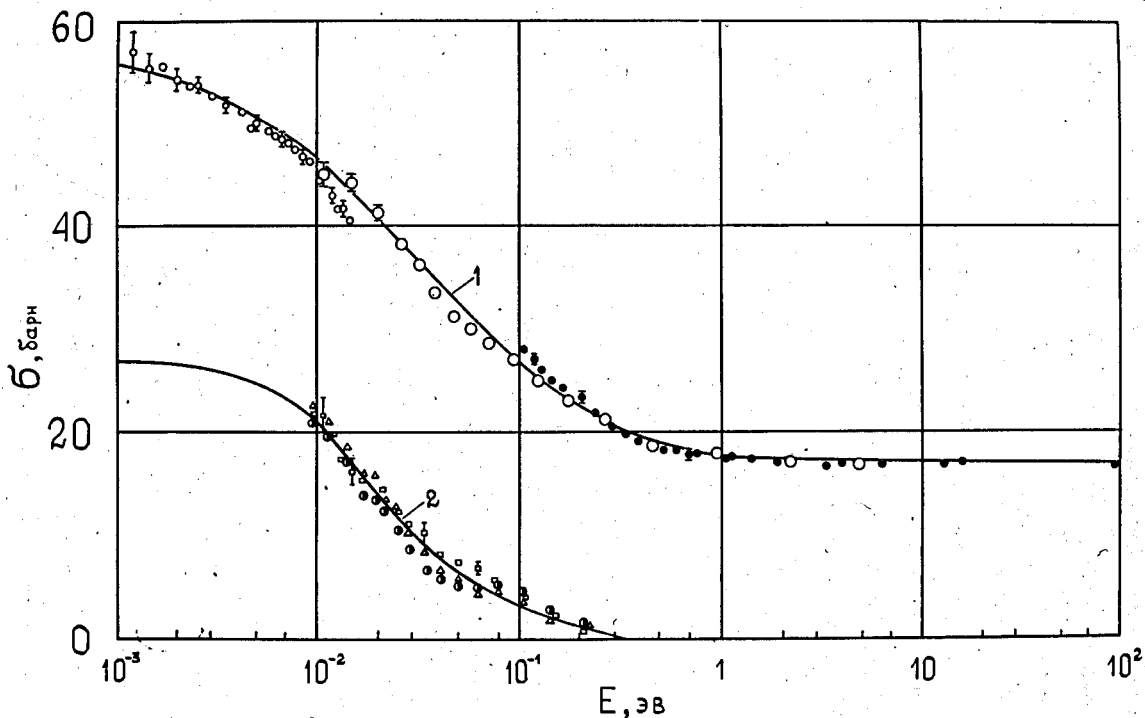


Рис.11. Полное поляризационное сечение  $\sigma_p$  (кривая 1) и сечение  $\sigma_1$  (кривая 2). Экспериментальные точки соответствуют следующим условиям: а) для кривой 1 - большие светлые кружки из измерений  $\epsilon_2$ ; темные и маленькие светлые кружки из измерений  $\epsilon_1$  получены в предположениях  $\sigma_1 = 0$  и  $\sigma_1 = \frac{1}{2} \sigma_p$ , соответственно; б) для кривой 2 - наполовину затемненные точки и треугольники для ППМ толщиной 1,835 см при поляризациях протонов 0,65 и 0,42, соответственно; квадратики для ППМ толщиной 0,915 см и поляризации 0,60.

чаем поляризацию протонов  $f_N = 0,65 \pm 0,015$ . Средняя кинетическая энергия атома водорода в ЛМН, т.е. коэффициент при члене  $1/3 E$ , оказалась равной (с учетом других серий измерений)  $\bar{K} = 0,16 \pm 0,02$  эв. В пределах двойной ошибки это значение согласуется с оцененным выше из измерений пропускания.

На рис. 11 приведены усредненные по всем опытам значения поляризационного сечения  $\sigma_p$ , полученные из  $\epsilon_1$  с помощью формулы (15). При малых энергиях нейтронов принималось  $\sigma_1 = \frac{1}{2} \sigma_p$ , как следует из (8), если пренебречь захватом. При больших энергиях принималось  $\sigma_1 = 0$ . В промежуточной области, где ни одно из этих допущений не пригодно, для определения  $\sigma_p$  использовались измерения двукратного пропускания, описанные ниже. Их результаты, также приведенные из рис. 11, смыкаются с данными из  $\epsilon_1$ ; сплошная кривая (проведенная от руки) представляет зависимость  $\sigma_p(E)$  во всей области энергий нейтронов от  $10^{-3}$  до  $10^2$  эв. У верхней границы кривая фактически нормирована к значению  $\sigma_p = 16,7$  б; у нижней границы она удовлетворительно согласуется с теоретическим предсказанием (10). При известных значениях  $\sigma_p$  из данных об  $\epsilon_1$  с помощью (12) можно извлечь значения  $\sigma_1$ . Результаты, представленные на рис. 11, дают плавное уменьшение  $\sigma_1$  от значения  $\frac{1}{2} \sigma_p$  при малых энергиях до нуля - при больших.

### Двукратное пропускание

Процедура измерения  $\epsilon_2$  описана в разделе 3. Были проведены три серии измерений  $\epsilon_2$  со значениями поляризации второй мишени  $f_{N_2} = 0,23, 0,33$  и  $0,37$ . Результаты одной из серий показаны на рис. 12. Отсутствие заметной аппаратурной асимметрии демонстрируется на рис. 13, где просуммированы все серии измерений с деполаризующим шиммом. Как видно, использованный нами шимм толщиной 4 мм пол-

ностью деполяризует нейтроны с энергией до 4 эв; при более высокой энергии его деполяризующие свойства начинают ухудшаться. Однако, как отмечено в разделе 2, это обстоятельство не мешает определению эффективности спинового ротатора при высоких энергиях, хотя несколько уменьшается точность такого определения.

Для нахождения поляризаций обеих мишеней после каждой серии измерялись эффекты однократного пропускания мишеней. Вначале уничтожалась поляризация второй мишени; поляризация первой мишени оставалась неизменной. Отношение интенсивностей в резонансной области, полученной ранее с полностью деполяризованным пучком в ходе измерений  $\epsilon_2$  и измеренной после выключения второй мишени, дает  $\epsilon_1$  и поляризацию  $f_{N_2}$ . Затем уничтожалась поляризация первой мишени и находилась  $f_{N_1}$ . В результаты этих измерений вводилась поправка на некоторую нестабильность поляризации первой мишени; для этого использовались показания второго монитора, т.е. монитора поляризации (см. раздел 3).

Для контроля находился также эффект однократного пропускания для обеих мишеней сразу: отношение счета без поворота спина при измерении  $\epsilon_2$  к счету, когда обе мишени выключены.

Во всех трех сериях наблюдалось хорошее перекрытие результатов. Например, в одной из серий были получены следующие значения для  $X_{10} = f_{N_1} \rho \sigma_p(E \rightarrow \infty) t_1$ : 1) для первой мишени из  $\epsilon_1'$   $X_{10} = 0,756 \pm 0,010$ ; 2) для второй мишени из  $\epsilon_1''$   $X_{20} = 0,28 \pm 0,03$ ; 3) для обеих мишеней вместе из  $\epsilon_1'''$   $X_{10} + X_{20} = 1,022 \pm 0,010$ . Значение поляризации второй мишени находилось как разность данных из  $\epsilon_1'$  и  $\epsilon_1'''$ , так как в этом случае обеспечивалась более высокая точность.

Полученные значения  $X_{10}$ ,  $X_{20}$  и  $\phi$  были использованы для нахождения  $\sigma_p(E)$  по формуле (18) по экспериментальным значениям  $\epsilon_2(E)$ . Результаты всех трех серий согласуются между собой в пре-

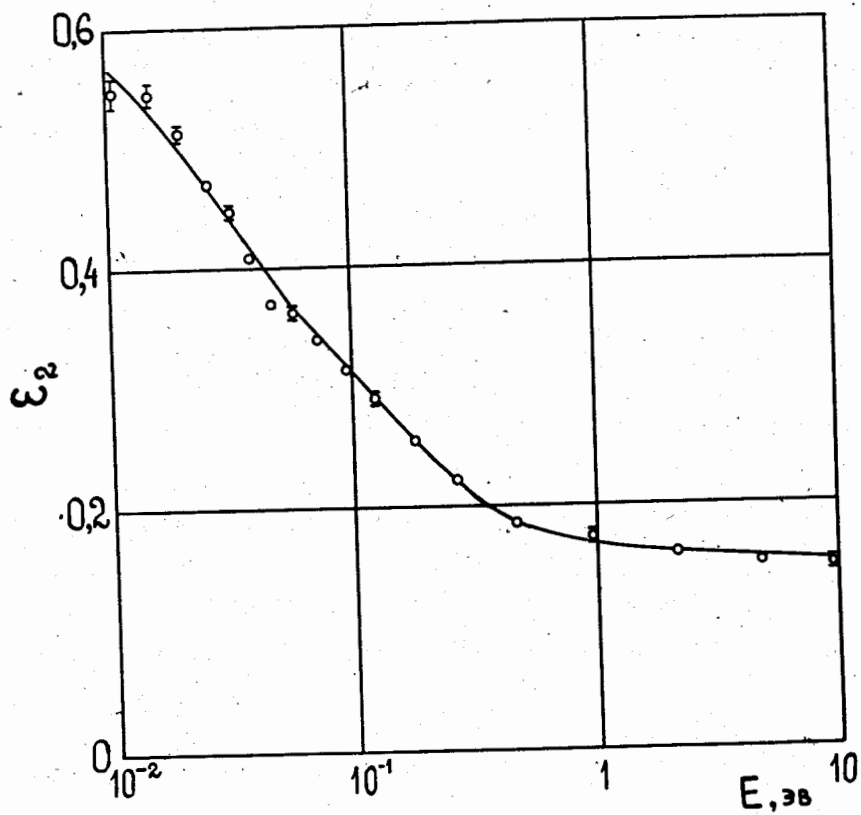


Рис.12. Энергетическая зависимость эффекта двукратного пропускания  $\zeta_2$ .



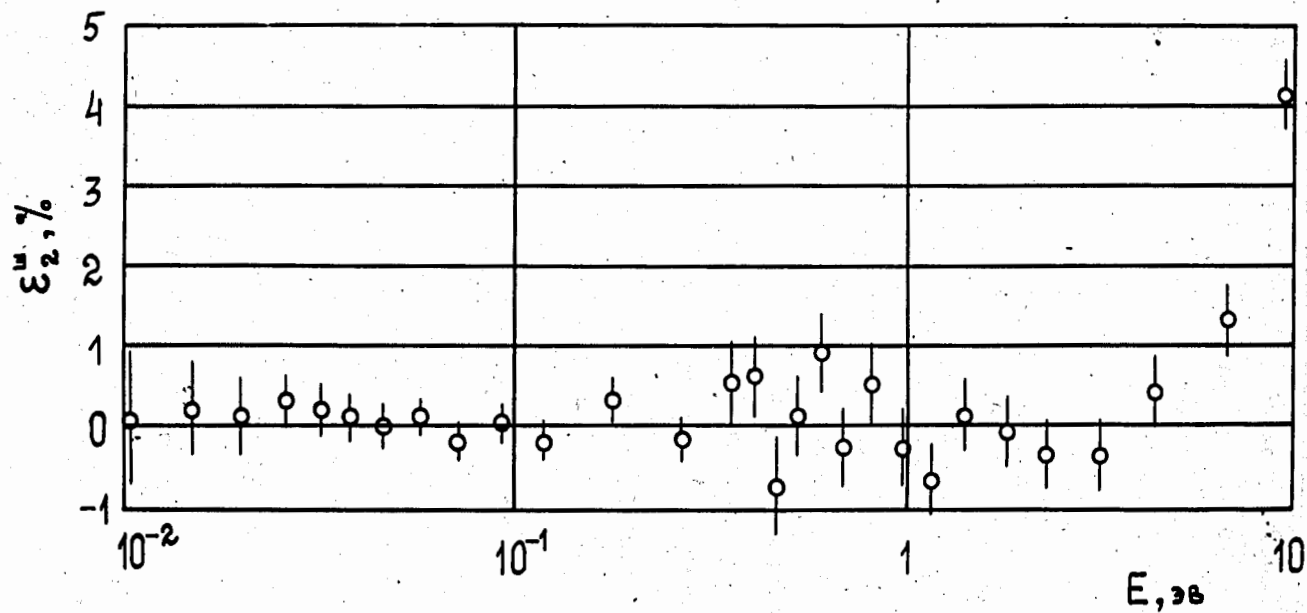


Рис.13. Эффект двукратного пропускания, измеренный с железным шиммом толщиной 4 мм между поляризатором и анализатором.

делах экспериментальных ошибок. Усредненные значения  $\sigma_p$  приведены на рис. 11 совместно с данными, полученными из измерения  $\epsilon_1$ . При энергии около 0,01 эв оба метода дают близкие результаты. К сожалению, из-за недостатка интенсивности не удалось провести измерения  $\epsilon_2$  ниже этой энергии.

#### Аномалии в однократном пропускании

Выражения (7) и (8) были получены в предположении отсутствия корреляций между ядерными спинами. Существование орто- и парасостояний молекул  $H_2O$  в ЛМН при временах перехода между ними свыше десяти минут привело бы, как можно показать, к заметно более быстрому росту  $\epsilon_1$  с уменьшением энергии нейтрона, по сравнению с ожидаемым по теории, изложенной в разделе 2. Совокупность экспериментальных данных по  $\epsilon_1$ , включая измерения, продвинутое до энергии  $5 \cdot 10^{-4}$  эв, указывает на отсутствие корреляции спинов отмеченного характера. В ходе экспериментов, в которых угол зрения из мишени на детектор составлял  $1^\circ$ , было обнаружено в нескольких случаях обратное поведение  $\epsilon_1$  - замедление роста и даже падение  $\epsilon_1$  в области малых энергий нейтронов. Отношение  $(\epsilon_1 + 1)$  в "аномальной" серии измерений к  $(\epsilon_1 + 1)$  в нормальной серии в функции длины волны нейтрона приведено на рис. 14. Из-за ограниченности времени нам не удалось выяснить условия появления аномалии и научиться ее воспроизводить. В то же время анализ отверг все возможные методические причины аномалии, которые были выдвинуты (фоны, просчеты и т.п.).

Возможным объяснением аномалии является возникновение при некоторых условиях микронеоднородностей поляризации протонов в кристалле, вызывающих рассеяние нейтронов на малые углы, превы-

делах экспериментальных ошибок. Усредненные значения  $\sigma$ , приведенные на рис. 11 совместно с данными, полученными из измерения  $\epsilon_1$ . При энергии около 0,01 эв оба метода дают близкие результаты. К сожалению, из-за недостатка интенсивности не удалось провести измерения  $\epsilon_2$  ниже этой энергии.

#### Аномалии в однократном пропускании

Выражения (7) и (8) были получены в предположении отсутствия корреляций между ядерными спинами. Существование орто- и парасостояний молекул  $\text{H}_2\text{O}$  в ЛМН при временах перехода между ними свыше десяти минут привело бы, как можно показать, к заметно более быстрому росту  $\epsilon_1$  с уменьшением энергии нейтрона, по сравнению с ожидаемым по теории, изложенной в разделе 2. Совокупность экспериментальных данных по  $\epsilon_1$ , включая измерения, продвинутое до энергии  $5 \cdot 10^{-4}$  эв, указывает на отсутствие корреляции спинов отмеченного характера. В ходе экспериментов, в которых угол зрения из мишени на детектор составлял  $1^\circ$ , было обнаружено в нескольких случаях обратное поведение  $\epsilon_1$  - замедление роста и даже падение  $\epsilon_1$  в области малых энергий нейтронов. Отношение  $(\epsilon_1 + 1)$  в "аномальной" серии измерений к  $(\epsilon_1 + 1)$  в нормальной серии в функции длины волны нейтрона приведено на рис. 14. Из-за ограниченности времени нам не удалось выяснить условия появления аномалии и научиться ее воспроизводить. В то же время анализ отверг все возможные методические причины аномалии, которые были выдвинуты (фоны, просчеты и т.п.).

Возможным объяснением аномалии является возникновение при некоторых условиях микронеоднородностей поляризации протонов в кристалле, вызывающих рассеяние нейтронов на малые углы, превы-

шающие, однако,  $0,5-1^\circ$ . На рис. 14 приведены результаты расчета влияния такого рассеяния на  $\epsilon_1$ . Мишень рассматривалась как совокупность сфер радиуса  $R$ , занимающих  $1/2$  объема мишени с поляризацией протонов, отклоняющейся от поляризации в остальном объеме на постоянную величину  $\Delta f_N$ . С экспериментальными точками наилучшее согласие дает кривая, отвечающая  $R = 30 \text{ \AA}$ , т.е. примерно половине среднего расстояния между ионами неодима, и значению  $|\Delta f_N| = 0,20$ .

Представляется интересным провести систематические исследования рассеяния нейтрона на малые углы ППМ. Если оно действительно существует при некоторых условиях, измерения дадут дополнительную информацию о механизме динамической поляризации, спиновой диффузии и релаксации поляризации.

#### Измерение времени спин-решеточной релаксации протонов

После выключения СВЧ-мощности было прослежено изменение во времени интенсивности пучка нейтронов, прошедших через ППМ из двух кристаллов. На рис. 15 показана временная зависимость  $\text{Arch}(\epsilon_1 + 1)$ , усредненная по интервалу энергий  $0,5-1$  эв, при температуре  $0,9^\circ\text{K}$ . Прямая, проведенная через экспериментальные точки методом наименьших квадратов, описывает затухание поляризации протонов с постоянной релаксации  $196 \pm 4$  мин. Аналогичные измерения при температуре  $1,07^\circ\text{K}$  дали значение  $127 \pm 5$  мин.

### 5. Обсуждение результатов

Описанные выше измерения эффектов однократного и двукратного пропускания, выполненные с кристаллами ЛМН различной толщины и при различных значениях поляризации протонов, обнаружили хорошее со-

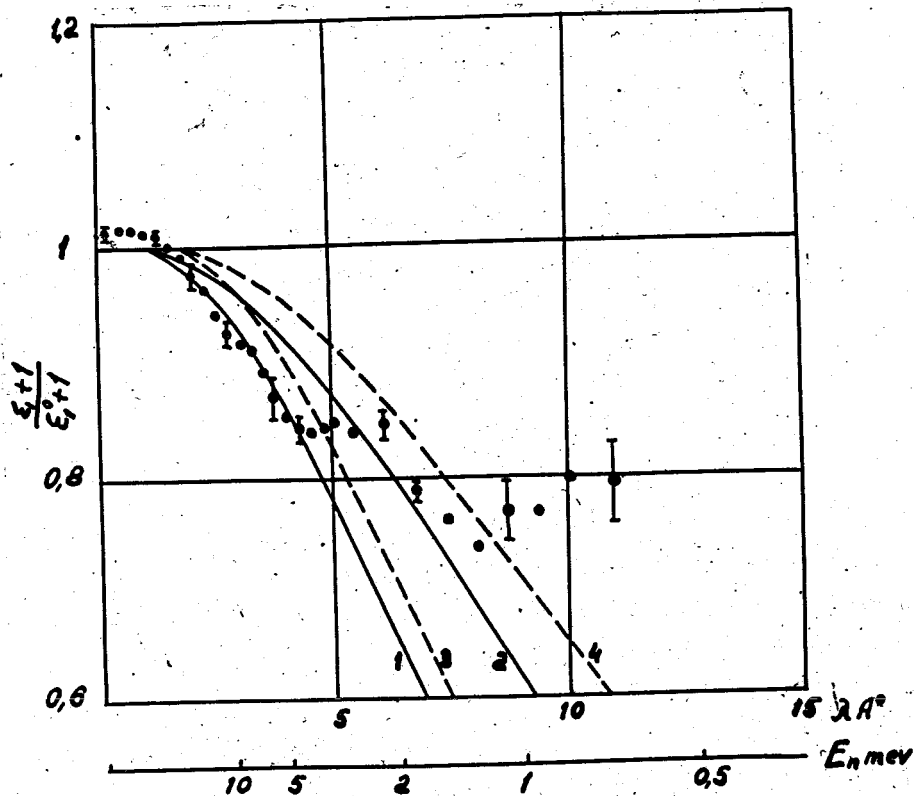


Рис.14. Аномалия в однократном пропускании. Кружками показано отношение экспериментальных значений отношения  $(\epsilon_1 + 1)$  в серии измерений с аномальным значением  $\epsilon_1$  к значению  $(\epsilon_1^0 + 1)$  в серии с нормальным значением  $\epsilon_1$ . Кривые рассчитаны в предположениях:  
 1 -  $R = 30 \text{ \AA}$ ,  $|\Delta f_N| = 0,20$ ; 2 -  $R = 30 \text{ \AA}$ ,  $|\Delta f_N| = 0,15$ ;  
 3 -  $R = 50 \text{ \AA}$ ,  $|\Delta f_N| = 0,15$ ; 4 -  $R = 50 \text{ \AA}$ ,  $|\Delta f_N| = 0,10$ .  
 Поляризация и толщина мишени 65% и 0,915 см соответственно.

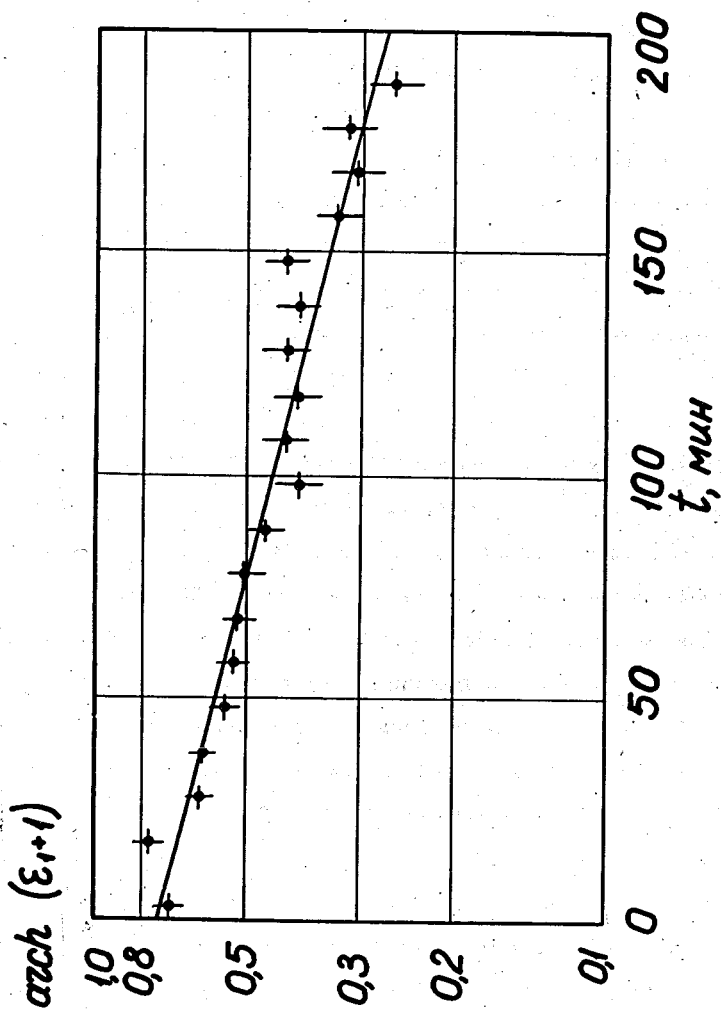


Рис.15. Зависимость  $Arsh(\epsilon_1 + 1)$  от времени, показывающая релаксацию поляризации прогибов в мишени объемом  $27 \text{ см}^3$  при температуре  $0,950\text{К}$ .

ласие с теоретическими предсказаниями, которые вполне однозначны для резонансных и для холодных нейтронов. Отсюда, учитывая сильную зависимость  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  от толщины образца, поляризации протонов и энергии нейтронов, можно сделать вывод о практической справедливости допущений об отсутствии неоднородностей поляризации протонов по площади образца и об отсутствии деполяризующих эффектов при прохождении нейтронов через кристалл, неявно использованных при получении формулы (12). Аналогичные соображения указывают на адекватность этой формулы для описания прохождения через кристалл ЛМН тепловых нейтронов, для которых расчетные данные о сечениях отсутствуют. Экспериментальные значения сечений, необходимых для использования (12), приведены на рис. 6 и 11. Вообще говоря, в тепловой области энергий сечения могут зависеть от ориентации кристалла относительно нейтронного пучка и его угла мозаичности. Однако в нейтронном поляризаторе кристалл ЛМН должен устанавливаться своей тригональной осью симметрии вдоль нейтронного пучка, но в этом случае поворот кристалла вокруг оси пучка не может сказаться на полных сечениях взаимодействия. Такое расположение кристалла обусловлено тем, что он вырастает тонкой пластинкой с тригональной осью, направленной нормально к ее поверхности, а условия динамической поляризации <sup>12/</sup> требуют ориентации тригональной оси перпендикулярно магнитному полю, которое удобнее направлять поперек нейтронного пучка.

Что касается мозаичности, то в отличие от дейтерированного кристалла, в спектрах пропускания обычных кристаллов не наблюдалось проявлений брэгговского рассеяния; измерения с несколькими образцами дали, как отмечалось, совпадающие сечения. Можно думать поэтому, что некоторые вариации угла мозаичности к значительному изменению сечений не приводят. Более подробно этот вопрос не исследовался.

В резонансной области, как отмечалось, поляризационное сечение водорода составляет 82% от полного сечения рассеяния. Это соотношение должно сохраняться и при меньших энергиях, пока ослабление пучка определяется полным сечением взаимодействия, т.е. в области справедливости так называемого некогерентного приближения теории рассеяния нейтронов. Сравнение данных о  $\sigma_p$ , полученных в этом приближении из измерений  $\epsilon_1$ , с прямыми данными из измерений  $\epsilon_2$  (рис. 11) указывает, что для протонов в ЛМН некогерентное приближение пригодно при энергиях нейтронов, превышающих 0,1-0,2 эв. Из этих же данных следует, что соотношения (8)  $2\sigma_1 = \sigma_p = \frac{2}{3}\sigma_{inc}^0 \approx \frac{2}{3}\sigma_0$ , справедливые при  $E \rightarrow 0$ , фактически оправдываются вплоть до энергий нейтронов 7-10 мэв.

Опыт использования ППМ в качестве поляризатора нейтронов в нашей лаборатории указывает на работоспособность этого метода, его пригодность для эффективной поляризации холодных, тепловых и резонансных нейтронов. Современный уровень техники динамической поляризации ядер обеспечивает получение 60-70%-ой поляризации нейтронов при интенсивности поляризованного пучка около 20% от интенсивности неполяризованного. Площадь поляризатора может быть увеличена на порядок по сравнению с площадью 15 см<sup>2</sup>, реализованной в данной работе. Интересно заметить, что наилучшая мыслимая ППМ - чистый водород со 100%-ой поляризацией - дала бы выигрыш в факторе качества нейтронного поляризатора  $f_n^2 T$  всего лишь в 3,5 раза по сравнению с мишенью из ЛМН с поляризацией 70%. Это означает, что с точки зрения нейтронной физики ЛМН не так уж далек от идеала. Место нейтронного поляризатора с ЛМН в ряду других методов поляризации нейтронов иллюстрируется рис. 16. Для области энергий 50 эв - 100 кэв этот метод пока еще является единственным. При энергиях ниже 50 эв, в частности, в тепловой области он должен дать значительный выигрыш



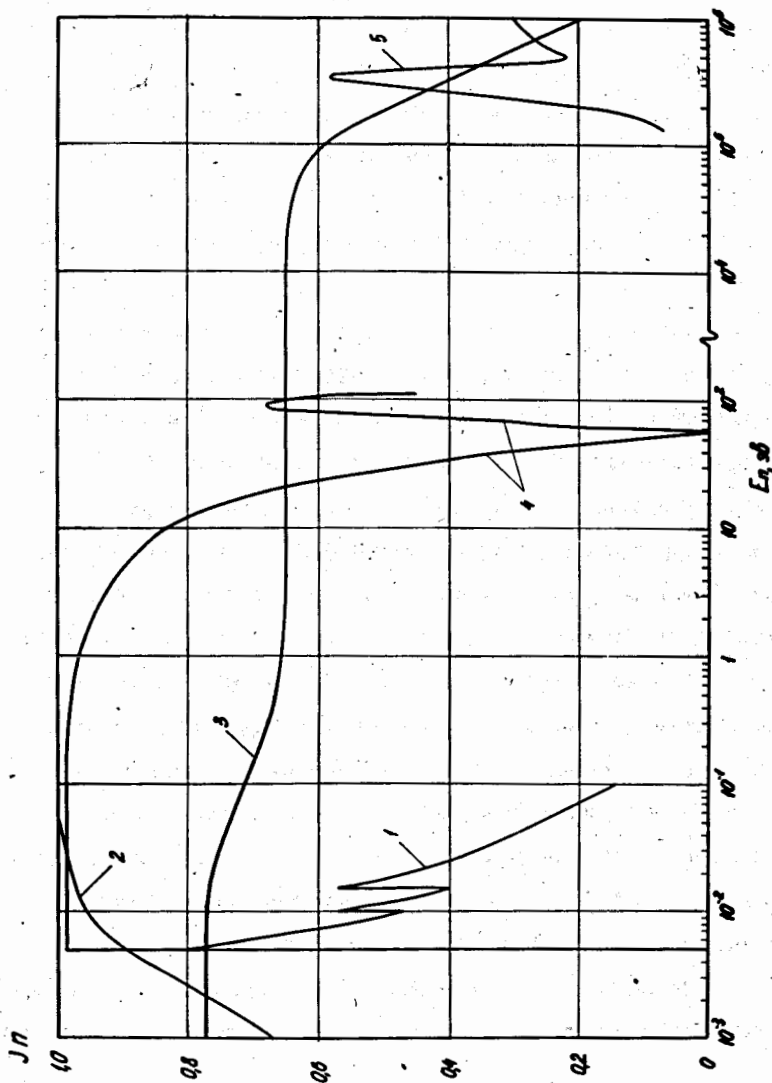


Рис.16. Поляризация нейтронов  $f_n$  как функция энергии нейтронов для следующих поляризаторов: 1 - пропускание через намагниченное железо; 2 - кобальтовое зеркало при угле отражения 6 минут; 3 - кристалл ЛМН при  $f_n = 0,7$ ; 4 - плоскость (111) кристалла сплава кобальт-железо (поляризация выше 60 эв отнормальная); 5 - реакция  $Li(p,n)^7Be$ . Кривые 1 и 3 для каждой энергии дают значение  $f_n$  для поляризатора оптимальной толщины.

в интенсивности поляризованных нейтронов, поскольку в отличие от методов зеркального и брэгговского отражений не накладывает ограничений ни на угловой растров пучка, ни на ширину используемого интервала энергий.

#### Л и т е р а т у р а

1. Ю.В. Таран, Ф.Л. Шапиро. ЖЭТФ, 44, 2185 (1963).
2. К. Джеффрис. Динамическая ориентация ядер, "Мир", 1965.
3. P.Draghicescu, V.I.Lushchikov, V.G.Nikolenko, Yu.V.Taran, F.L.Shapiro. Phys. Lett., 12, 334 (1964).
4. В.П. Алфименков, В.И. Лушиков, В.Г. Николенко, Ю.В. Таран, Ф.Л. Шапиро. ЯФ, 3, 55 (1966); препринт ОИЯИ РЗ-3208 (1967).
5. V.P.Alfimenkov, V.I.Lushchikov, V.G.Nikolenko, Yu.V.Taran, F.L.Shapiro. Phys. Lett., 24B, 151 (1967).  
А.И. Иваненко, В.И. Лушиков, Ю.В. Таран, Ф.Л. Шапиро. Препринт ОИЯИ РЗ-4185 (1969).
6. F.L.Shapiro. Proc. of the Inter. Conf. on Nuclear Structure Study with Neutrons, p.223, North Holland (1966).  
F.L.Shapiro. Proc. of the Inter. Conf. on Polarized Targets and Ion Sources, p.339, Saclay, France (1966).
7. В.И. Лушиков, Ю.В. Таран. ЯФ, 1, 850 (1965).
8. И.И. Гуревич, Л.В. Тарасов. Физика нейтронов низких энергий. Изд. "Наука", М., 1965.
9. R.J.N.Phillipis, Nucl. Phys., 43, 413 (1963).
10. Г.Бере, Ф. Моррисон. Элементарная теория ядра, ИЛ, М., 1958.
11. D. Dé Klerk. Encyclopedica, XV, Springer-Verlag, Berlin, 1956.
12. А.Абрагам, М.Борghини. Progr. in Low Temp. Phys., ed. by G.J.Gorter, 4, p.384, Amsterdam, 1964.

13. E.Melkonian. Phys. Rev., 76, 1750 (1949).
14. А.А. Бергман. Труды ФИАН, 24, 169 (1964).
15. P.H.Wolfert, IEEE Transactions, MMT-11, 430 (1963).
16. Г.Е. Блохин и др. АЭ, 10, 438 (1961).
17. Ю.Г. Абов, А.Д. Гулько, П.А. Крупчицкий. Поляризованные медленные нейтроны. Атомиздат, М., (1966).
18. G.C.Wick. Phys. Rev., 94, 1228 (1954).
19. J.A.Janik, A.Kowalska. Thermal Neutron Scattering, Academic Press Inc., N. Y., 1965.
20. Neutron Cross Sections, 2<sup>nd</sup> ed., BNL-325 (1958).

Рукопись поступила в издательский отдел

11 апреля 1969 года.

Таблица 1

Некоторые параметры кристалла ЛМН

Химическая формула	$\text{La}_2 \text{Mg}_3 (\text{NO}_3)_{12} \cdot 24\text{H}_2\text{O}$
Плотность, г.см <sup>-3</sup>	$2,07 \pm 0,01^{\text{x}}$
Молекулярный вес	1527,3
Число молекул в 1 см <sup>3</sup>	$(8,166 \pm 0,040) \cdot 10^{20}$
Число атомов водорода в 1 см <sup>3</sup>	$(0,392 \pm 0,002) \cdot 10^{23}$
Число атомов лантана в 1 см <sup>3</sup>	$1,633 \cdot 10^{21}$
Число атомов магния в 1 см <sup>3</sup>	$2,45 \cdot 10^{21}$
Число атомов азота в 1 см <sup>3</sup>	$9,8 \cdot 10^{21}$
Число атомов кислорода в 1 см <sup>3</sup>	$0,49 \cdot 10^{23}$
Количество водорода по весу, %	3,17

х) Это значение получено нами усреднением измерений на нескольких кристаллах. Оно заметно отличается от значения, даваемого в /27/ и /11/, и хорошо согласуется со значением Брэгдена  $2,075 \pm 0,002$  /12/. Плотность вычисленная исходя из размеров элементарной ячейки, равна 2,073.

Таблица 2

Сечения свободных ядер элементов, входящих в ЛМН х)

Сечение рассеяния, барн	Водород	Азот	Лантан
Полное	$20,36 \pm 0,10$	$9,96 \pm 0,1^1)$	$9,3 \pm 0,7$
Поляризационное	$16,7 \pm 0,1$	$-3,45 \pm 0,49^2)$	$\pm 3,5 \pm 0,4^3)$

х) Для естественной смеси изотопов.

1) Данные Мелконяна /13/.

2) Вывод о знаке  $\sigma_p$  следует из /14/, где показано, что сечение рассеяния в тепловой области определяется резонансом со спином  $3/2^+$  при энергии 39 кэв.

3) Для лантана приводится сечение, усредненное в интервале энергий 1-10 эв. Знак неизвестен.