

T-19

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

Ю.В. Таран

3221

ПОЛЯРИЗАЦИЯ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ  
ПРОПУСКАНИЕМ ИХ ЧЕРЕЗ ПОЛЯРИЗОВАННУЮ  
ПРОТОННУЮ МИШЕНЬ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

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

Дубна 1967

Ю.В. Таран

3221

ПОЛЯРИЗАЦИЯ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ  
ПРОПУСКАНИЕМ ИХ ЧЕРЕЗ ПОЛЯРИЗОВАННУЮ  
ПРОТОННУЮ МИШЕНЬ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

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



## В в е д е н и е

Начатые около 30 лет назад исследования с поляризованными медленными нейтронами продолжают интенсивно развиваться. Большинство лабораторий мира, работающих в области нейтронной физики, имеет пучки поляризованных нейтронов. Такое развитие обусловлено возможностью получения из экспериментов с поляризованными нейтронами обширной информации как в области ядерной физики, так и в области физики конденсированного состояния. В последние 8-10 лет поляризованные нейтроны оказалось возможным использовать для целей нейтронной спектроскопии. Эксперименты с поляризованными нейтронами и ядрами позволяют изучать спиновую зависимость сечения. В частности, измерения в области нейтронного резонанса дают возможность определить спин уровня составного ядра, образуемого после захвата нейтрона.

Исторически первым методом, позволившим получить поляризованные нейтроны резонансных энергий, был метод брэгговской дифракции на намагниченном кристалле кобальта <sup>/1/</sup>. Отраженный пучок получается монохроматическим, причем, меняя угол отражения, можно изменять энергию нейтронов. С таким поляризатором был проведен ряд экспериментов по определению спинов резонансов на различных ядрах <sup>/2/</sup>. Однако метод дифракции применим в довольно ограниченной области энергий нейтронов, не выше 20-30 эв.

Это обстоятельство вызвано рядом причин. Основной из них является падение отражательной способности кристалла с увеличением энергии. Поэтому соображения интенсивности на большинстве действующих реакторов устанавливают предел около 20 эв. Второй причиной, которая не позволяет продвинуться

выше 40-50 эв, даже при достаточной интенсивности, является наличие швингеровского рассеяния и сильного рассеивательного резонанса в кобальте при энергии 132 эв, которые уменьшают поляризацию нейтронов.

Отмеченные ограничения заставляли искать эффективный метод поляризации нейтронов в значительно более широком энергетическом диапазоне. Такой метод был предложен в 1960 г.<sup>/3/</sup>. Он основан на использовании сильной спиновой зависимости рассеяния нейтрона на протоне. Если пропускать пучок неполяризованных нейтронов через мишень, содержащую поляризованные протоны, то прошедший пучок будет обогащаться одним направлением спина нейтрона за счет разницы в сечениях рассеяния с различной ориентацией спинов нейтронов и протонов.

Развитый в конце 50-х годов метод динамической поляризации ядер<sup>/4/</sup> позволил начать создание поляризованной протонной мишени (ППМ). Такая мишень была сооружена в ОИЯИ в 1964 г.<sup>/5/</sup> и пропусканием через нее был получен пучок поляризованных нейтронов с энергией до 10 кэВ<sup>/6/</sup>. Энергетический диапазон был расширен в тысячу раз.

Описанию метода поляризации нейтронов пропусканием через ППМ, экспериментальных результатов, достигнутых этим методом, и их обсуждению посвящена диссертация. Она состоит из пяти глав.

Первая глава диссертации содержит краткое описание ранее известных методов поляризации нейтронов. Обсуждаются достоинства и недостатки этих методов с точки зрения нейтронной спектроскопии.

Во второй главе излагаются физические основы метода поляризации нейтронов с использованием спиновой зависимости ядерных сил<sup>/3/</sup>.

### Основы метода

Теория рассеяния медленных нейтронов на свободных ядрах в настоящее время хорошо разработана. Зная спиновую структуру амплитуды рассеяния нейтрона на ядре со спином  $I$  (см., например, <sup>/7,8/</sup>), легко получить сечение рассеяния поляризованных нейтронов на поляризованных ядрах:

$$\sigma_{\pm} = \sigma_{\pm}^0 + 4\pi \{ 2 [ I(I+1)^{-1} ]^{1/2} a_{c0h} a_{inc} - (I+1)^{-1} a_{inc}^2 \} f_{\pm}^0 f_N, \quad (1)$$

где  $\sigma_{\pm}^0$  - сечение на неполяризованных частицах,  $a_{c0h}$  и  $a_{inc}$  - когерентная и некогерентная длины рассеяния,  $f_N$  и  $f_N^0$  - поляризация ядер и падающих нейтронов. При наличии захвата выражение (1) должно быть дополнено соответствующим сечением:

$$\sigma_c = \sigma_c^0 + I(2I+1)^{-1} (\sigma_{c+} - \sigma_{c-}) f_N^0 f_N, \quad (2)$$

где  $\sigma_{c\pm}$  - сечения захвата для состояний системы нейтрон-ядро со спином  $f_{\pm} = 1 \pm \frac{1}{2}$ .

Если падающий пучок неполяризован, то (1) и (2) справедливы для компонент пучка с проекциями спина  $+\frac{1}{2}$  и  $-\frac{1}{2}$ . Пропускание поляризованной мишени в этом случае равно:

$$T = T_0 \operatorname{ch} f_N n \sigma_p t, \quad (3)$$

а поляризация прошедших через мишень нейтронов:

$$f_{\pm} = \operatorname{th} f_N n \sigma_p t, \quad (4)$$

где  $T_0$  - пропускание неполяризованной мишени,  $n$  - число поляризуемых ядер в  $1 \text{ см}^3$ ,  $t$  - толщина мишени,  $\sigma_p$  - поляризационное сечение:

$$\sigma_p = 4\pi \{ (I+1)^{-1} a_{inc}^2 - 2 [ I(I+1)^{-1} ]^{1/2} a_{c0h} a_{inc} \} - I(2I+1)^{-1} (\sigma_{c+} - \sigma_{c-}) \quad (5)$$

Приведенные выше формулы справедливы для нейтронов с энергией более 1 эв (резонансные нейтроны). При энергии ниже 1 эв на величину сечения рассеяния оказывают влияние химическая связь и когерентные эффекты на кристаллической решетке. Для нейтронов с длиной волны, не удовлетворяющей условию Вульфа-Брэгга, рассеяние является полностью некогерентным. Сечение такого рассеяния на поляризованных частицах равно:

$$\sigma_{inc} = \sigma_{inc}^0 [ 1 - I(I+1)^{-1} f_N^2 - (I+1)^{-1} f_N^0 f_N ]. \quad (6)$$

Для неполяризованных нейтронов сечение некогерентного рассеяния зависит от поляризации ядер, поэтому пропускание поляризованной мишени в этом случае отличается от пропускания для резонансных нейтронов дополнительным множителем:

$$T = T_0 \exp [I(I+1)^{-1} f_{Np}^2 \sigma_{inc}^0 t] \operatorname{ch} f_{Np} \sigma_p t \quad (7)$$

Выражение для поляризации прошедших через мишень нейтронов будет по-прежнему определяться формулой (4). Но поляризационное сечение будет содержать только некогерентную и захватную компоненты (первый и третий члены в (5)).

Нейтрон-протонное взаимодействие. Учитывая, что захват происходит практически только через канал со спином  $0$  /7/, получим поляризационное сечение на свободном протоне:

$$\sigma_p = \frac{2}{3} \sigma_{inc}^0 + \left( \frac{4}{3} \sigma_{coh}^0 \sigma_{inc}^0 \right)^{1/2} + \sigma_c = \frac{1}{4} (\sigma_{s-} - \sigma_{s+}) + \sigma_c, \quad (8)$$

где  $\sigma_{s-}$  и  $\sigma_{s+}$  - триплетное и синглетное сечения рассеяния.

Поведение поляризационного сечения на свободном протоне до энергии нейтрона 0,5-1 Мэв в основном определяется наличием виртуального уровня в синглетном состоянии системы нейтрон-протон /8/:

$$\sigma_p = 16,7 [1 + E/132,6]^{-1} [1 + E/4154]^{-1} [1 - E/6300], \quad (9)$$

где  $\sigma_p$  дана в барнах,  $E$  - в кэв. При  $E \leq 132,6$  кэв поляризационное сечение равно 16,7 барн и составляет 82% от полного сечения рассеяния. До энергии 5-10 кэв  $\sigma_p$  практически постоянна, поэтому и поляризация нейтронов, пропущенных через поляризованную протонную мишень, не будет зависеть от энергии.

При энергии нейтронов ниже 1 эв поляризационное сечение испытывает влияние химической связи, и на полностью связанном протоне оно должно быть в четыре раза больше, чем на свободном, т.е. 66,8 барн. Если рассеяние носит некогерентный характер, то поляризационное сечение должно быть равно 53,1 барн. Захват нейтронов протонами становится заметным только при достаточно малых энергиях:  $\sigma_c = 0,05 E^{-1/2}$  барн, где  $E$  - в электронвольтах.

Экспериментальное определение поляризационного сечения возможно двумя способами. Первый заключается в измерении эффекта однократного пропускания через поляризованную мишень:

$$\epsilon_1 = (T - T_0) / T_0. \quad (10)$$

При этом вычисление поляризационного сечения из (10) возможно только в тех энергетических областях, в которых пропускание  $T$  поляризованной мишени выражается формулами (3) или (7). Но в промежуточной области энергий определение поляризационного сечения из (10) невозможно. Второй способ позволяет это сделать. Он заключается в измерении двукратного пропускания через две поляризованные мишени. Первая мишень является поляризатором, вторая - анализатором поляризации.

Измерения поляризационного сечения, а также полного сечения взаимодействия нейтрона с веществом мишени, в широком энергетическом диапазоне нужны как для проверки полученных теоретических предсказаний, так и для вычисления оптимальной толщины поляризованной мишени как поляризатора нейтронов.

Существование оптимальной толщины поляризатора следует из того, что при заданных значениях поляризации мишени и статистической точности требуемое количество времени измерения обратно пропорционально произведению квадрата поляризации нейтронов на пропускание мишени. Вычисление оптимальной толщины в области применимости выражений (3) и (7) производится по формуле:

$$t_{\text{опт.}} = (2\nu)^{-1} \ln \{ (1 + p/\nu) / [(8 + p^2/\nu^2)^{1/2} - 3] \}, \quad (11)$$

где  $\nu = f_{Np} \sigma_p$ , параметр  $p$  равен:

$$p = \mu \quad \text{при } E \geq 1 \text{ эв}, \quad (12')$$

$$p = \mu (1 - f_{Np} \nu / 2\mu) \quad \text{при } E \ll 1 \text{ эв}, \quad (12'')$$

$\mu$  - линейный коэффициент ослабления мишени.

При выполнении условия  $\nu/\mu \ll 1$ :

$$t_{\text{опт.}} \approx 2/\mu. \quad (11')$$

В промежуточной области энергий нейтронов, для которой не применимы формулы (3) и (7), оценку оптимальной толщины можно получать, пользуясь (11').

Рассеяние на дейтонах. Необходимость в измерении сечения рассеяния поляризованных нейтронов на поляризованных дейтонах вызывается тем, что из экспериментов с неполяризованными частицами невозможно однозначное

определение дублетной  $a_2$  и кватрнетной  $a_4$  длин рассеяния. Действительно, с неполяризованными нейтронами и дейтонами можно измерить только полное сечение  $\sigma_n^0$  и длину когерентного рассеяния  $a_{coh}$ :

$$\sigma_n^0 = \frac{4\pi}{3} (a_2^2 + 2a_4^2), \quad (13)$$

$$a_{coh} = \frac{1}{3} (a_2 + 2a_4), \quad (14)$$

совместное решение которых дает два набора длин рассеяния  $a_2$  и  $a_4$  /10/. В первом наборе  $a_4$  больше  $a_2$ , во втором - наоборот.

В эксперименте с поляризованными нейтронами и дейтонами в соответствии с (1) возможно измерить поляризационное сечение:

$$\sigma_p = \frac{4\pi}{3} (a_2^2 - a_4^2), \quad (15)$$

которое чувствительно к знаку разности  $(a_2 - a_4)$ . Определение знака  $\sigma_p$  позволяет однозначно выбрать правильный набор длин рассеяния.

Отметим, что некогерентная часть поляризационного сечения одинакова для обоих наборов, поэтому измерение  $\sigma_p$  должно производиться в области энергий, в которой существует когерентное рассеяние (например, при  $E \geq 1$  эв).

#### Аппаратура и методика измерений

В третьей главе диссертации дается краткое описание метода динамической поляризации протонов - солид-эффекта /4/, радиотехнической, криогенно-вакуумной и детектирующей аппаратуры.

В качестве вещества мишени используется двойная соль нитратов лантана и магния в виде монокристаллов. Небольшая часть лантана (около 1% по весу) замещается неодимом, обогащенным до 95% изотопом 142. В образце поляризуются протоны, входящие в кристаллизационную воду. Некоторые данные по лантан-магнийевому нитрату (в дальнейшем обозначим ЛМН) приведены в таблице 1.

Первая поляризованная протонная мишень, созданная совместно ЛНФ и ЛЯП в 1964 г. /5/, была использована для экспериментальной проверки предложенного

метода поляризации нейтронов /3/. Мишень работала на длине волны электромагнитного излучения около 8 мм. Была достигнута поляризация протонов (32-38)%.

Дальнейшее развитие установки было направлено на увеличение объема и поляризации мишени. В частности, вторая ППМ, созданная в ЛНФ /12/, действовала на прежней длине волны, но объем был увеличен в 5 раз, а поляризация поднята до 50% (за счет понижения температуры). Эта мишень была использована в экспериментах по определению спинов нейтронных резонансов ядра гольмия /13/.

В действующей в настоящее время мишени используется более короткая длина волны (около 4,7 мм). Объем мишени практически не изменился, так как его дальнейшему увеличению препятствует размер межполюсного зазора магнита. Температура мишени была понижена до 0,95°К за счет использования системы откачки с высокой производительностью. Размер мишени поперек пучка равен 4,3 x 3,4 см, толщина 1,835 см. При мощности излучения 150-200 мвт достигается поляризация протонов 60-70%. Время непрерывной работы мишени около суток.

Схематическое изображение установки показано на рис. 1. Пучок нейтронов от импульсного быстрого реактора формируется системой коллиматоров и падает на протонную мишень. Прошедший пучок регистрируется детектором из 10-20 стандартных счетчиков  $V^{10}F_3$  или жидкостным спиритилянцевым детектором, устанавливаемых на расстоянии 20, 60 или 120 м. Анализ энергии нейтронов производится по времени пролета. В измерениях используются временные анализаторы с числом каналов 1024, 2048 или 4096.

На пути нейтронов находится три мониторинговых счетчика  $VF_3$ : один установлен перед протонной мишенью для контроля уровня мощности реактора, два других, дублирующих друг друга, установлены после мишени и контролируют величину поляризации протонов по изменению интенсивности прошедшего пучка.

#### Результаты и обсуждения

В четвертой главе приводятся результаты измерений с нейтронами на первой и третьей поляризованных мишенях, а также измерения пропускания кристалла ЛМН.

Проверка метода. Экспериментальная проверка предложенного метода поляризации нейтронов <sup>/3/</sup> была осуществлена на протонной мишени <sup>/5/</sup> толщиной 0,75 см. Факт поляризации нейтронов при прохождении через мишень был установлен, во-первых, из наблюдения эффекта однократного пропускания  $\epsilon_1$ , во-вторых, непосредственными измерениями в тепловой области с помощью анализатора из намагниченного железа.

Из величины эффекта  $\epsilon_1$  в резонансной области поляризационное сечение было найдено равным  $18 \pm 2$  барн. При этом использовалось значение поляризации протонов, найденное методом ядерного магнитного резонанса. Полученное значение поляризационного сечения в пределах экспериментальных ошибок согласуется с (9).

Поляризация резонансных нейтронов, вычисленная из эффекта однократного пропускания, составляла 17%. Хотя полученная поляризация резонансных нейтронов была значительно меньше, чем достигнутая ранее методом брэгговской дифракции (около 90-95%) <sup>/2/</sup>, преимущества нового метода были настолько очевидны, что дальнейшая разработка его была вполне оправдана.

Получение высокой поляризации нейтронов. Толщина второй протонной мишени <sup>/12/</sup> была сделана близкой к оптимальной, что позволило поднять поляризацию резонансных нейтронов до 50-55% <sup>/13/</sup>.

Дальнейшее увеличение степени поляризации нейтронного пучка за счет утолщения мишени невыгодно, поэтому следующим шагом было увеличение поляризации мишени с помощью перехода на более короткую длину волны электромагнитного излучения. С помощью новой (действующей в настоящее время) мишени была достигнута поляризация резонансных нейтронов (65-70%) <sup>/11/</sup>.

Полное сечение взаимодействия кристалла ЛМН. Полное сечение взаимодействия  $\sigma_M$  нейтрона с молекулой кристалла ЛМН находится из линейного коэффициента ослабления  $\mu = n_M \sigma_M$ , который, в свою очередь, измеряется в опытах по пропусканию. Такие измерения были сделаны на кристалле толщиной 0,53 см при следующих температурах: 1; 4,2; 77 и 295°K. В диапазоне 1-77°K пропускание кристалла не зависит от его температуры. Разница в пропускании для резонансных нейтронов при 77° и 295°K в основном обусловлена термическим сжатием, а для тепловых и холодных нейтронов - замораживанием вращательных движений молекулы  $H_2O$ . Найденный из этих измерений линейный коэффициент теплового расширения кристалла ЛМН приведен в таблице 1.

Энергетические зависимости сечений  $\sigma_M$  молекулы ЛМН при 77° и 295°K показаны на рис. 2. С использованием литературных данных <sup>/14/</sup> по сечениям других элементов, входящих в ЛМН, было вычислено сечение рассеяния на водороде (рис. 3). При энергии нейтронов, значительно большей 1 эв, наблюдается хорошее согласие с рекомендуемым значением 20,36 барн <sup>/14/</sup>. В области очень малых энергий экспериментальное сечение, найденное вычитанием некогерентных и захватных сечений других элементов, стремится к некогерентному сечению на полностью связанном протоне, равному 79,7 барн: последняя экспериментальная точка при энергии 0,0017 эв соответствует сечению  $78,2 \pm 1,0$  барн (рис. 3).

Поляризационное сечение. Измерения эффекта однократного пропускания  $\epsilon_1$ , проведенные на третьей поляризованной протонной мишени, дали возможность определить поляризационное сечение рассеяния нейтрона на протоне в области малых энергий нейтронов. Измерения были сделаны с мишенями толщиной 0,915 и 1,835 см с различным энергетическим разрешением (база пролета длиной 19,4 и 60 м). На рис. 4 показана зависимость эффекта однократного пропускания через мишень толщиной 1,835 см от времени пролета нейтронами базы длиной 19,4 м.

Для вычисления поляризационного сечения из эффекта  $\epsilon_1$  необходимо знание поляризации протонов  $f_N$ . Определение поляризации методом ядерного магнитного резонанса возможно с точностью не лучше  $\pm 10\%$ , поэтому она находилась из эффекта  $\epsilon_1$  при достаточно высокой энергии нейтронов, где поляризационное сечение принималось равным 16,7 барн. На рис. 5 показаны результаты вычислений поляризационного сечения по формулам (3) и (7) из экспериментальных данных.

С целью выяснения областей применимости (3) и (7) были найдены отношения экспериментальных значений поляризационного сечения (рис. 5) к экспериментальным значениям сечения рассеяния (рис. 3). Теория предсказывает для резонансной области энергий значение этого отношения 0,82 и для холодной области 0,67. Экспериментальные значения отношения (рис. 6) при  $E > 1$  эв лежат около величины 0,82; при  $0,25 < E < 1$  эв отношение не превышает 0,85, и только при  $E < 0,25$  эв резко увеличивается. При  $E < 0,01$  эв экспериментальные точки лежат вблизи 0,67; при  $E < 0,01$  эв точки отклоняются вниз.

Таким образом, при  $E < 0,01$  эв рассеяние носит целиком некогерентный характер; при  $E > 0,25$  эв с достаточной точностью применимо коротковолновое приближение /8/.

Хорошее согласие экспериментальных значений  $\sigma_p$  при  $E \rightarrow 0$  с теорией позволяет сделать заключение об отсутствии заметных деполаризующих эффектов при прохождении нейтронов через мишень.

Оптимальная толщина мишени. На рис. 7 представлена зависимость оптимальной толщины от энергии нейтронов, вычисленная на основе полученных экспериментальных значений линейного коэффициента ослабления и поляризационного сечения кристалла ЛМН. Кривая 1 получена при условии  $f_N \ll 1$ , кривая 2 - при  $f_N = 0,7$ . Значение оптимальной толщины слабо зависит от поляризации протонов, поэтому формулой (11') можно пользоваться при любых значениях  $f_N$  (погрешность не превышает 10%).

Сравнение различных методов. В заключение четвертой главы диссертации проводится сравнение нового метода поляризации нейтронов с изложенными в первой главе. На рис. 8 и 9 показаны энергетические зависимости поляризации нейтронов и параметра  $f_n^2 T$ , определяющего эффективность поляризатора. В области энергий нейтронов от 50 эв до 100 кэв рассмотренный в диссертации метод не имеет конкурентов. Кривая 3 на рис. 9 отражает современное состояние метода поляризации нейтронов пропусканием через протонную мишень /11/, а кривая 5 представляет теоретический предел - чистый водород с поляризацией 100%. Сравнение этих кривых показывает, что техника конструирования поляризованных протонных мишеней с точки зрения нейтронной спектроскопии находится на сравнительно высоком уровне: параметр  $f_n^2 T$  может быть увеличен не более чем в 3,5 раза.

Широкий энергетический диапазон, высокая поляризация, большая светосила выгодно выделяют новый метод среди ранее известных.

#### Ядерно-физические эксперименты на поляризованном пучке нейтронов

Получение интенсивного пучка поляризованных нейтронов от импульсного реактора Лаборатории нейтронной физики позволило начать выполнение программы исследований по изучению взаимодействия поляризованных нейтронов с поляризо-

ванными ядрами в широком энергетическом диапазоне. В частности, были выполнены измерения пропускания поляризованных нейтронов через поляризованную гольмиевую мишень /13/, которые позволили определить спиновые моменты ряда уровней составного ядра  $\text{Ho}^{166}$ .

Другой эксперимент, краткое описание которого дается в последней главе диссертации, заключался в измерении пропускания поляризованной дейтронной мишени, созданной впервые в Лаборатории нейтронной физики /15,11/, при различной ориентации поляризации нейтронов относительно поляризации дейтронов. Эти измерения позволили определить знак поляризационного сечения рассеяния нейтрона на дейтоне: он оказался отрицательным. Согласно формуле (15), отрицательное значение  $\sigma_p$  возможно только для первого набора длин рассеяния /10/.

#### З а к л ю ч е н и е

Итоги проведенных исследований сводятся к следующим основным моментам.

1. Предложен совместно с Ф.Л. Шапиро метод поляризации нейтронов с помощью пропускания через поляризованную протонную мишень.
2. Применительно к импульсному быстрому реактору Лаборатории нейтронной физики в качестве источника нейтронов создана установка для поляризации нейтронов.
3. Произведено экспериментальное подтверждение предложенного метода.
4. Получен пучок резонансных нейтронов с поляризацией 60-70% и высокой интенсивностью.
5. Измерено поляризационное сечение нейтрон-протонного рассеяния.
6. Измерен линейный коэффициент ослабления кристалла двойной соли нитратов лантана и магния в области энергий нейтронов 0,0017-20 эв от комнатной до гелиевой температуры.
7. Показано превосходство метода поляризации нейтронов с использованием спиновой зависимости ядерных сил над ранее известными методами применительно к исследованиям в области нейтронной спектроскопии.
8. Проведены первые физические эксперименты на поляризованном пучке, в частности, определены дублетная и квартетная длины рассеяния нейтрона на дейтоне.



Некоторые параметры кристалла двойного лантан-магниевого нитрата

|  |  |
|--|--|
| Химическая формула   | $\text{La}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_{12}\text{H}_2\text{O}$ |
| Плотность при 300°K, г.см <sup>-3</sup>  | 2,075±0,002  |
| Линейный коэффициент теплового расширения, град. <sup>-1</sup>   | $(5,5 \pm 1,6) \cdot 10^{-5}$                                |
| Молекулярный вес   | 1527,3   |
| Число молекул в 1 см <sup>3</sup>  | $(8,166 \pm 0,008) \cdot 10^{20}$                            |
| Число протонов в 1 см <sup>3</sup>   | $0,329 \cdot 10^{23}$  |
| Количество водорода по весу, %   | 3,17   |
| Дебаевская температура, °K   | 60   |
| Линейный коэффициент ослабления нейтронов с энергией более 1 эв, приведенный в гелиевой температуре, см <sup>-1</sup>              | $1,132 \pm 0,006$  |
| Макроскопическое поляризационное сечение для нейтронов с энергией более 1 эв, приведенное к гелиевой температуре, см <sup>-1</sup> | $0,670 \pm 0,005$  |

## Л и т е р а т у р а

1. M. A. Clark, J. M. Robson. Can. J. Phys., 39, 1 (1961).
2. A. Stolovy. Phys. Rev., 118, 211 (1960); H. Postma et al. Phys. Rev., 126, 979 (1962).
3. Ю.В. Таран, Ф.Л. Шапиро. ЖЭТФ, 44, 2185 (1962).
4. К. Джеффрис. Динамическая ориентация ядер, "Мир" (1965).
5. П. Драгическу, М. Драгическу, В.И. Лушков, Б.С. Неганов, Л.Б. Парфенов, Ю.В. Таран. Препринт ОИЯИ Р-1626, Дубна 1964.
6. P. Draghicescu, V. I. Lushchikov, V. G. Nikolenko, Yu. V. Taran, F. L. Shapiro. Phys. Lett., 12, 334 (1964).
7. А.С. Давыдов. Теория атомного ядра, Физматгиз (1958).
8. В.Ф. Турчин. Медленные нейтроны, Госатомиздат (1963).
9. Г. Бете, Ф. Моррисон. Элементарная теория ядра, ИЛ (1958).
10. D. G. Hurst, N. Z. Alcock. Can. J. Phys., 29, 36 (1961).
11. V. P. Alfimenkov, V. I. Lushchikov, V. G. Nikolenko, Yu. V. Taran, F. L. Shapiro. Phys. Lett., 24 B, 151 (1967).
12. В.И. Лушков, Ю.В. Таран. ЖЯФ, 1, 850 (1965).
13. В.П. Алфименков, В.И. Лушков, В.Г. Николенко, Ю.В. Таран, Ф.Л. Шапиро. ЖЯФ, 3, 55 (1966).
14. Neutron Cross Sections, 2nd ed., BNL-325 (1958); Supplement N2, 1, (1964).
15. В.И. Лушков, Ю.В. Таран, А.И. Франк, Письма ЖЭТФ, 1, 21 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел  
15 марта 1967 г.

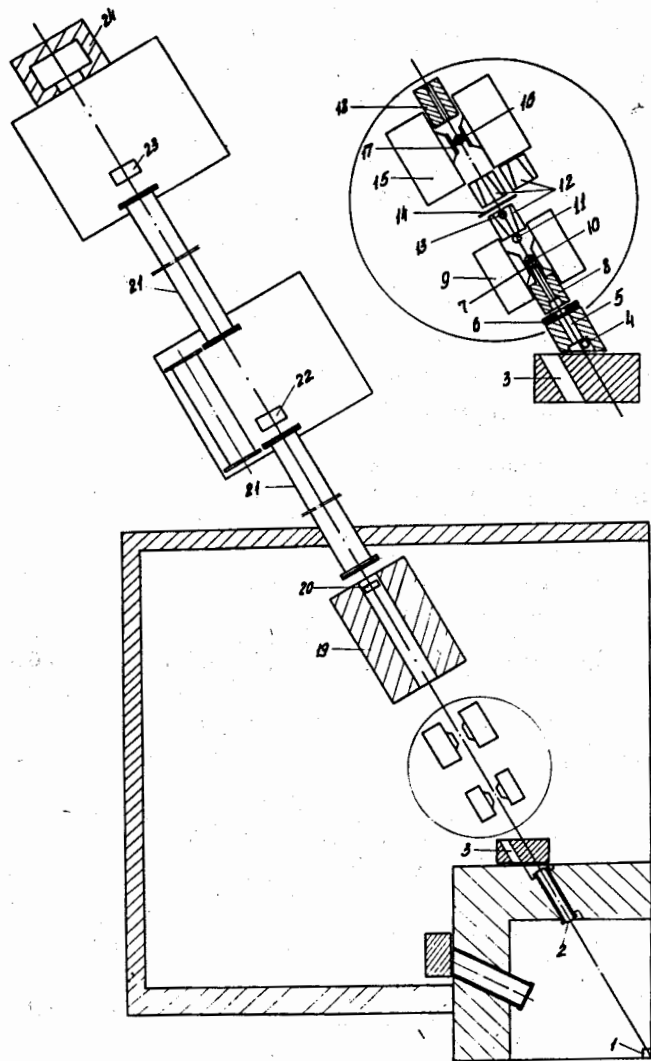


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для измерений на пучке поляризованных нейтронов. 1 - активная зона реактора, 2 - вакуумная труба, 3 - шиббер, 4 - монитор М1, 5 - коллиматор  $\phi$  100 мм, 6 - свинец, 7 - криостат ППМ, 8 - коллиматор с выходным окном  $31 \times 39$  мм<sup>2</sup>, 9 - магнит ППМ, 10 - кристалл ППМ, 11 - монитор М2, 12 - спиновый ротатор, 13 - монитор М3, 14 - токовая фольга для реверса ведущего магнитного поля, 15 - магнит поляризованной ядерной мишени, 16 - исследуемый образец, содержащий поляризованные ядра, 17 - спиральная плоская катушка для шиммирования поля, 18 - коллиматор, 19 - защита нейтронного детектора, 20 - детектор на базе 20 м, 21 - вакуумная труба  $\phi$  800 мм, 22 - детектор на базе 60 м, 23 - детектор на базе 120 м, 24 - ловушка нейтронов.

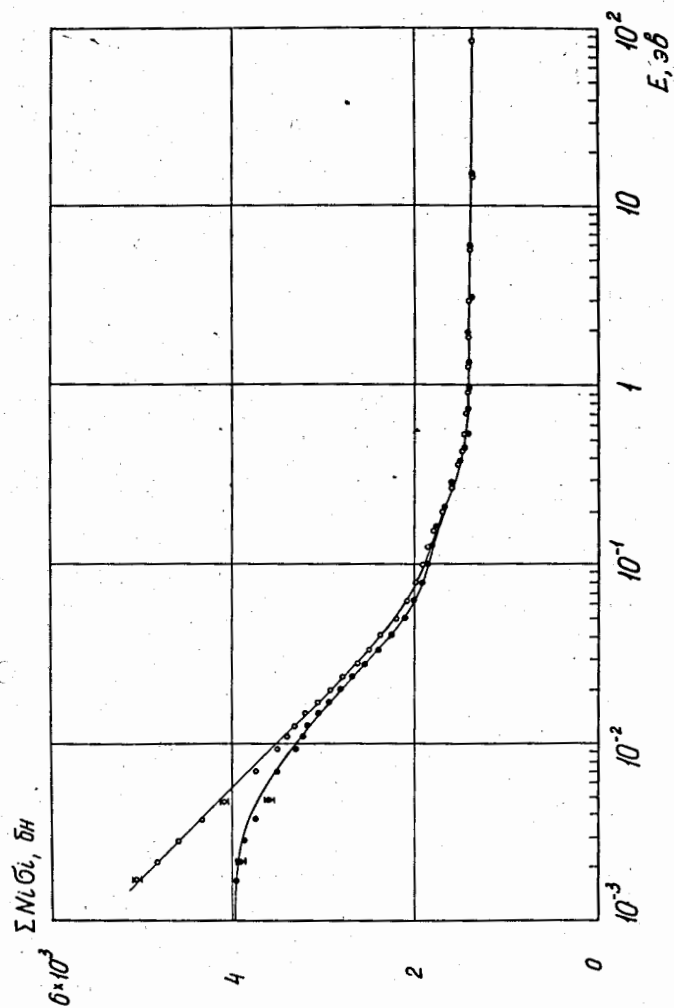


Рис. 2. Полное сечение молекулы кристалла двойного лантан-магниевого нитрата при комнатной (светлые точки) и азотной (темные точки) температурах.

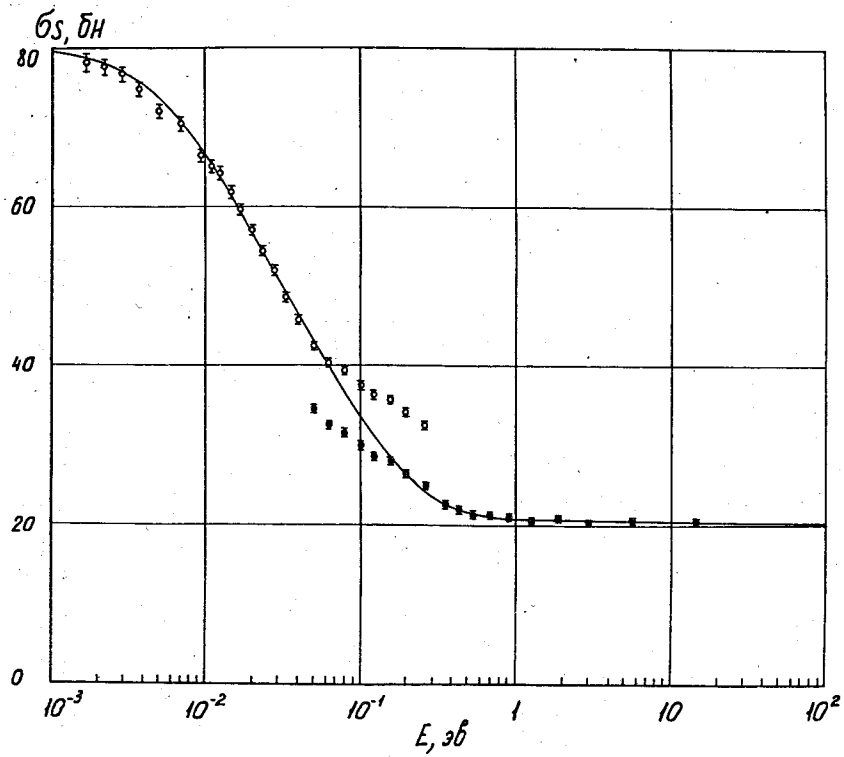


Рис. 3. Сечение рассеяния нейтрона на протоне, входящего в кристалл лантан-магниевого нитрата.

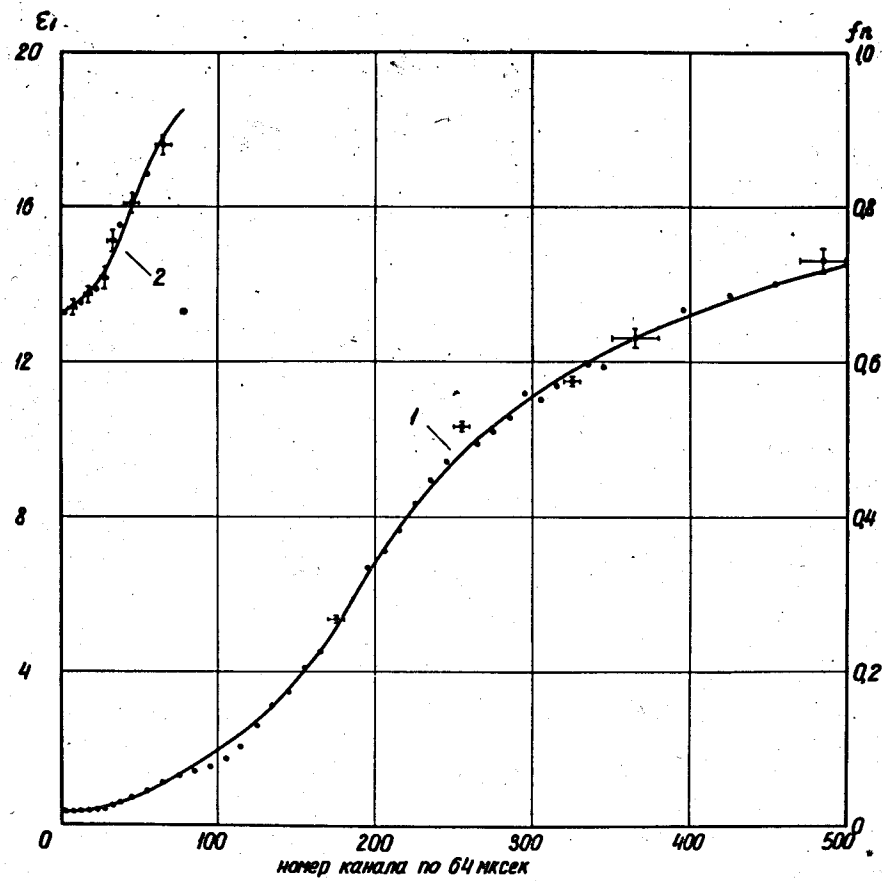


Рис. 4. Эффект однократного пропускания  $\epsilon_1$  (кривая 1) и поляризации нейтронов  $f_n$ , прошедших через мишень толщиной 1,835 см с поляризацией 65% (кривая 2), как функции времени пролета базы длиной 19,4 м.

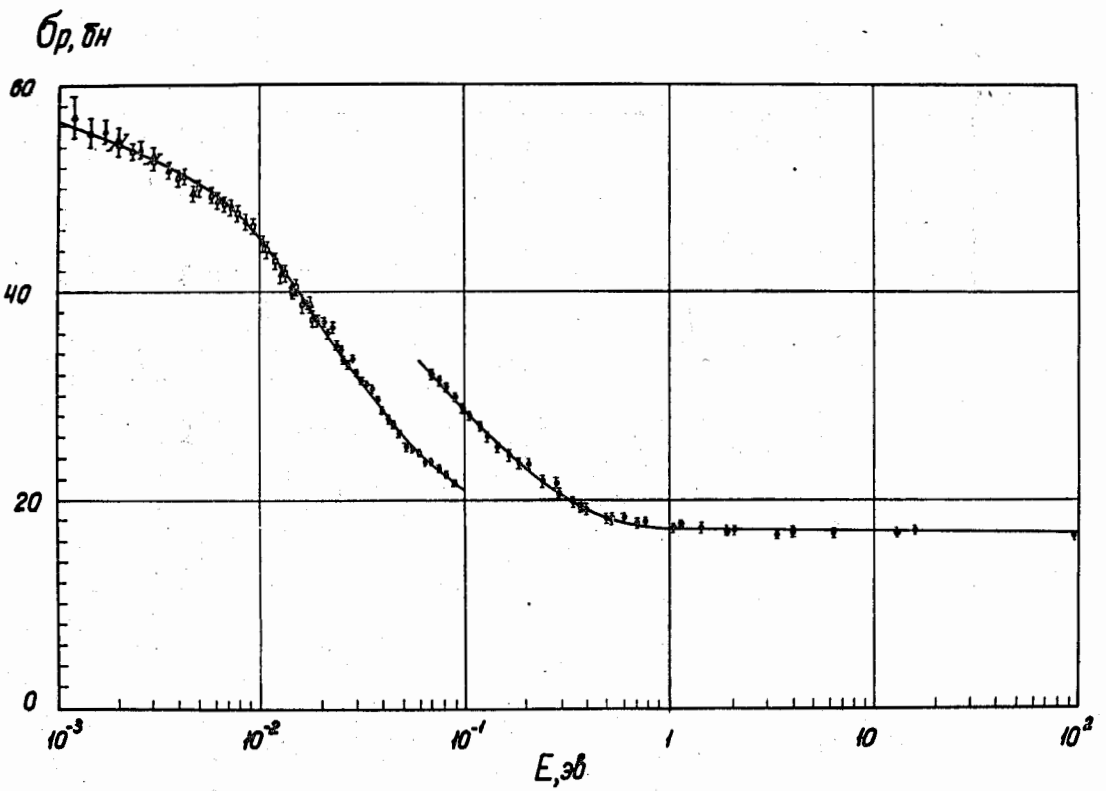


Рис. 5. Поляризационное сечение  $\sigma_p$  для протонов в кристалле двойного нитрата. Экспериментальные точки, изображаемые следующими значками, получены при следующих условиях: а) кружки - база пролета 60 м, мишень толщиной 1,835 см, поляризация протонов 60%; б) квадратики - база 18,4 м, мишень 1,835 см, поляризация 65%; в) треугольники - база 18,4 м, мишень 0,915 см, поляризация 60%. Черные точки - сечение вычислено в коротковолновом приближении, светлые - с учетом только некогерентного рассеяния.

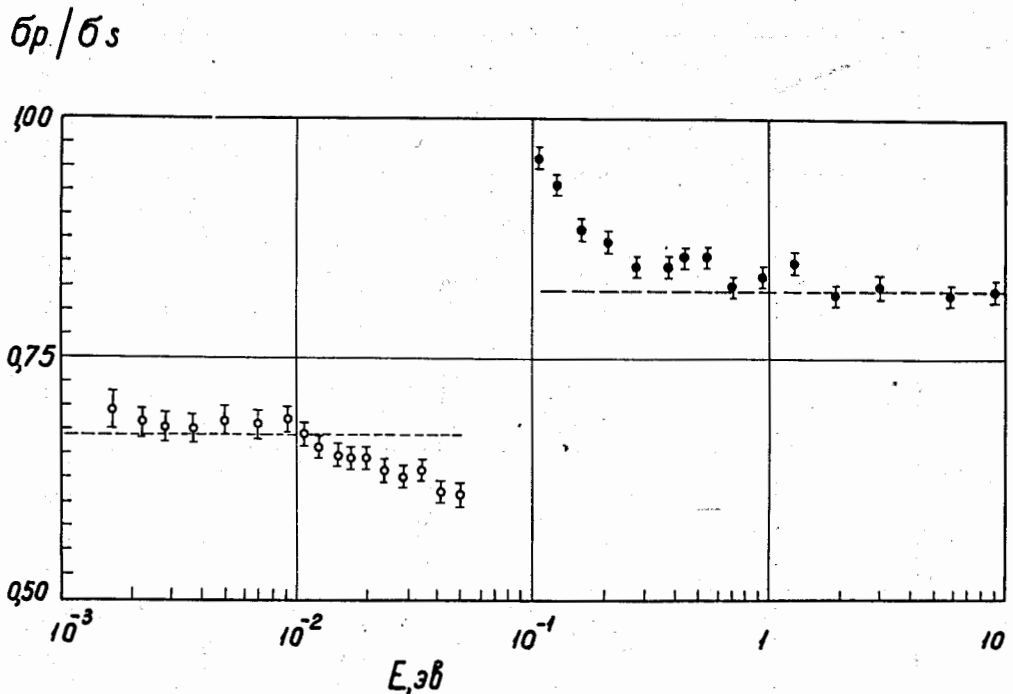


Рис. 6. Отношение поляризационного сечения  $\sigma_p$  к сечению рассеяния нейтрона на протоне  $\sigma_s$  для кристалла двойного нитрата. Пунктирные линии - значения  $\sigma_p / \sigma_s$ , предсказываемые теорией в резонансной и холодной областях энергии.

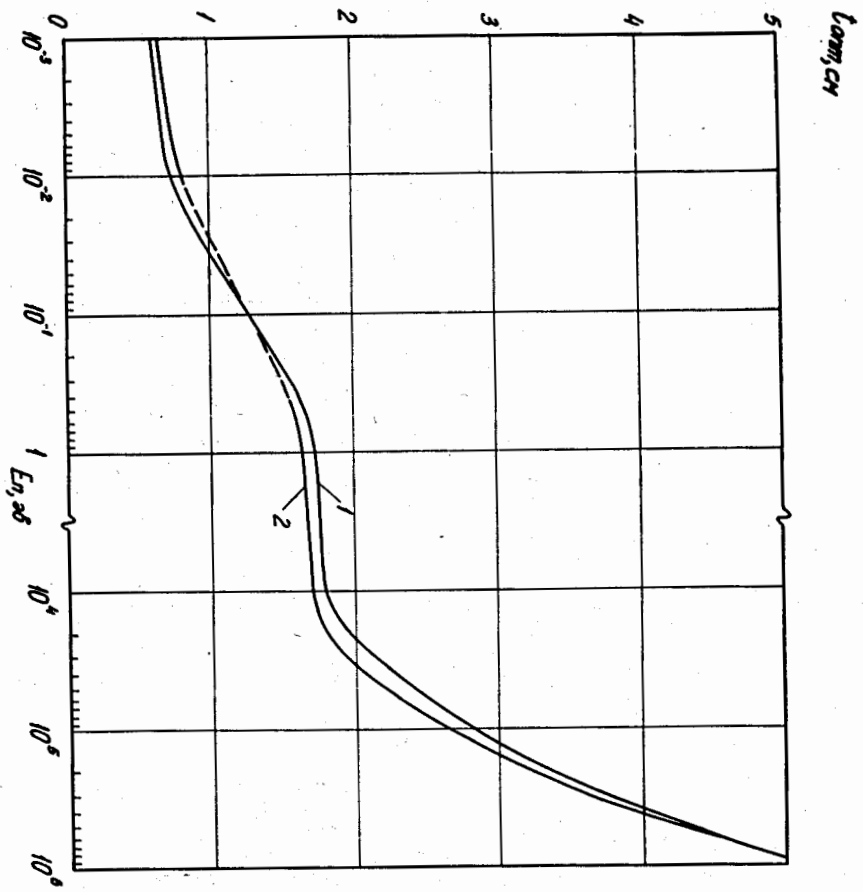


Рис. 7. Оптимальная толщина поляризатора на основе кристалла двойного нитрата как функция энергии нейтронов: 1 - поляризация протонов значительно меньше единицы; 2 - поляризация 70%.

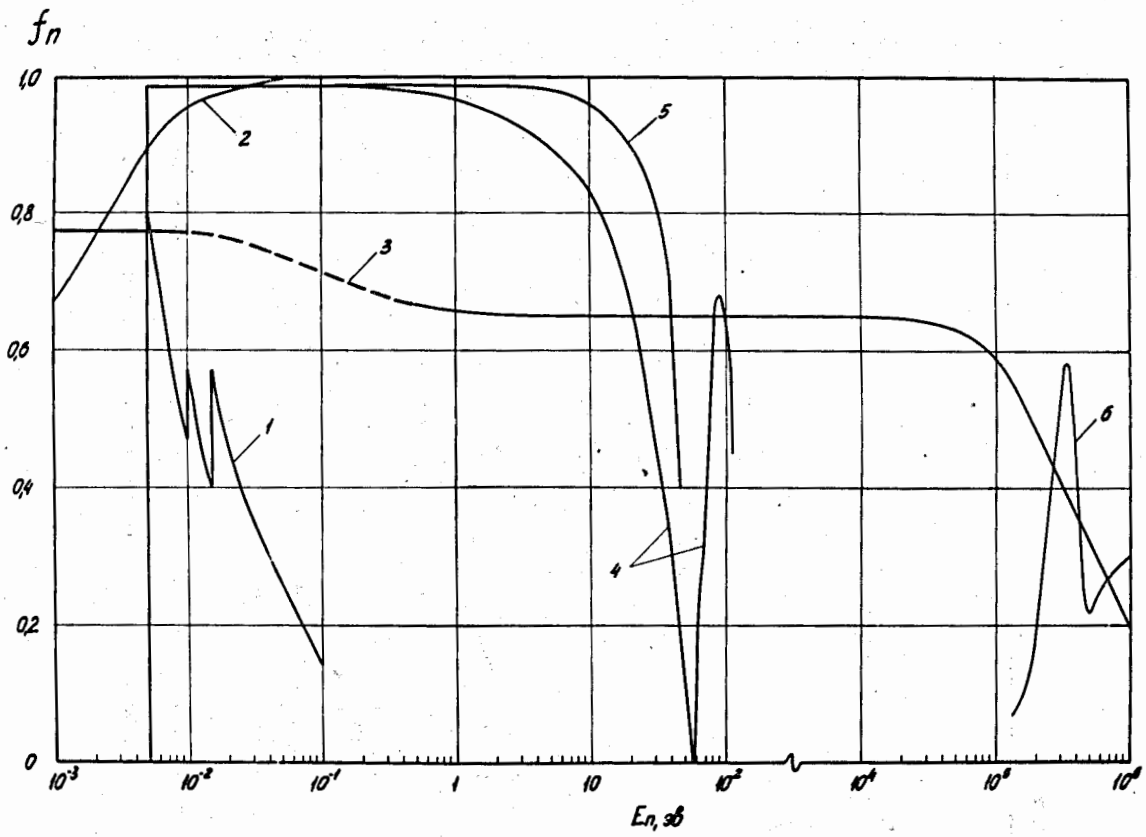


Рис. 8. Поляризация нейтронов как функция энергии нейтронов для следующих поляризаторов: 1 - железо (оптимальная); 2 - зеркало при угле отражения 6 минут; 3 - кристалл лантан-магниевого нитрата при поляризации протонов 70% (оптимальная); 4 - плоскость (III) кристалла сплава кобальт-железо (поляризация выше 60 эв отрицательная); 5 - то же, что и кривая 4, но без учета швингеровского рассеяния; 6 - реакция  $Li^7(p, n)Be^7$ .

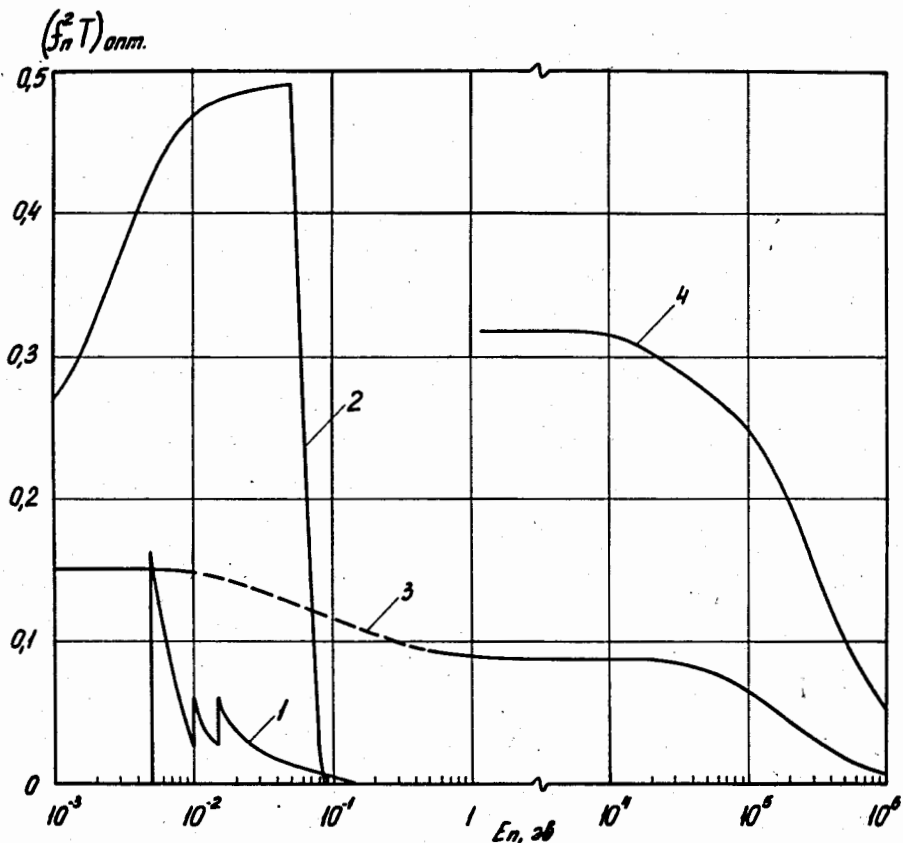


Рис. 9. Оптимальный параметр  $f_n^2 T$  для следующих поляризаторов: 1 - железо, 2 - зеркало, 3 - кристалл двойного нитрата; 4 - водород с поляризацией протонов 100%. Данные поляризаторов те же, что и на рис. 8.