

СЗ42 Г

29/IX-64.

Д-721

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-1787



П. Драгическу, В.И. Лушиков; В.Г. Николенко,
Ю.В. Таран, Ф.Л. Шапиро

ФИЗИКА ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

ПОЛЯРИЗАЦИЯ НЕЙТРОНОВ ПРОПУСКАНИЕМ
ЧЕРЕЗ ПОЛЯРИЗОВАННУЮ ПРОТОННУЮ
МИШЕНЬ

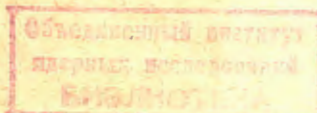
1964

P-1797

П. Драгическу, В.И. Лушиков, В.Г. Николенко,
Ю.В. Таран, Ф.Л. Шапиро

ПОЛЯРИЗАЦИЯ НЕЙТРОНОВ ПРОПУСКАНИЕМ
ЧЕРЕЗ ПОЛЯРИЗОВАННУЮ ПРОТОННУЮ
МИШЕНЬ

Направлено в "Physics Letters"



2659/3 48

В работе ^{1/1} был предложен метод поляризации нейтронов путем фильтрации через поляризованную протонную мишень, основанный на сильной спиновой зависимости $n-p$ - рассеяния. Интенсивность I и поляризация f_n нейтронного пучка, прошедшего через поляризованную мишень, даются выражениями:

$$I/I_0 = T \operatorname{ch} f_N n \sigma_p t, \quad (1)$$

$$f_n = t f_N n \sigma_p t, \quad (2)$$

где I_0 - интенсивность падающего пучка, f - поляризация протонов, n - число протонов в 1 см^3 образца, t - толщина образца, σ_p - так называемое поляризационное сечение, равное полуразности сечений $n-p$ -рассеяния с противоположными ($m_n = -m_p$) и одинаковыми ($m_n = m_p$) начальными магнитными квантовыми числами нейтрона и протона:

$$\sigma_p = \frac{1}{2}(\sigma_{\text{анти}} - \sigma_{\text{пара}}); \quad (3)$$

T - пропускание неполяризованной ($f_N = 0$) мишени.

При энергии нейтронов ≤ 10 кэВ и в отсутствие когерентных эффектов, как нетрудно показать, $\sigma_p = 0,82 \sigma_n$, где σ_n - полное сечение $n-p$ - рассеяния. При очень малой энергии нейтронов когерентные слагающие сечений не приводят к ослаблению пучка, и в (3) следует оставить только некогерентные слагающие $\sigma_{\text{анти}}$ и $\sigma_{\text{пара}}$. В этом случае $\sigma_p = 0,86 \sigma_n$. Так как в области энергий нейтронов 1 эВ - десятки кэВ σ_p практически постоянно ($\sigma_p = 16,7$ барна), то поляризация нейтронов также будет постоянной в этой области энергий.

Указанный метод был использован нами для поляризации пучка резонансных и тепловых нейтронов от импульсного реактора ИБР^{2/1}. Схема установки приведена на рис. 1. Использовалась поляризованная протонная мишень, описанная в работе^{3/1}. Поляризация протонов осуществлялась методом так называемого солид-эффекта^{4/1} в монокристалле двойного лантан-магниевого нитрата $\text{La}_2\text{Mg}_2(\text{NO}_3)_{12} \cdot 24\text{H}_2\text{O}$ с 1%-ной примесью Nd^{142} при температуре $1,5^\circ\text{K}$ и в магнитном поле 10 кэ (длина волны СВЧ $\lambda = 8$ мм). Размеры использованного кристалла $33 \times 23 \times 7,5$ мм. Усиление поляризации по отношению к статической, измеренное по сигналу ядерного магнитного резонанса протонов, достигало 520, что соответствует поляризации протонов $f_N = 36 \pm 3\%$.

В первом эксперименте измерялся эффект однократного пропускания через тонкую мишень ϵ :

$$\epsilon = \frac{I(f_N) - I(f_N = 0)}{I(f_N = 0)} = \text{ch} f_N \sigma_p t - 1. \quad (4)$$

Энергия нейтронов определялась по времени пролета (пролетная база 18 м). Результаты измерений приведены на рис. 2, на котором показана также поляризация прошедшего нейтронного пучка f_n . Значения f_n вычислялись из соотношения:

$$f_n = \epsilon^{1/2} (2 + \epsilon)^{1/2} (1 + \epsilon)^{-1}, \quad (5)$$

которое следует из (2) и (4).

На рис. 3 приведены значения σ_p , рассчитанные из экспериментальных величин ϵ и f_n с помощью формулы (4). В области $E \geq 1$ эв можно констатировать удовлетворительное согласие с теоретическим значением $\sigma_p = 16,7$ барна. В области $E < 1$ эв σ_p возрастает из-за эффекта химической связи. Для получения значений в этой области нами было измерено пропускание кристалла лантан-магниевого нитрата толщиной 3,5 мм при комнатной температуре и при $T = 1,4^\circ\text{K}$. Результаты приведены на рис. 4. При вычислении из кривой пропускания сечения водорода σ_p в области $E \geq 1$ эв вычитались полные сечения остальных компонентов кристалла. В области холодных нейтронов ($E \leq 1,01$ эв) вычитались только сечения некогерентного рассеяния и захвата. При $E \leq 0,01$ эв получено $\sigma_p = 65$ барн. Соответствующее значение $\sigma_p = 0,66 \sigma_n = 43$ барна в пределах ошибок измерения согласуется с вычисленным из измерений однократного пропускания (рис. 3).

Во втором эксперименте степень поляризации нейтронов, прошедших через поляризованную протонную мишень, определялась путем измерения пропускания нейтронного пучка намагниченным железом. Пластина железа толщиной 2 см помещалась между полюсами второго магнита, расположенного на расстоянии 2 м от магнита - поляризатора. Направление магнитного поля в обоих магнитах было одинаковым. Измерялся эффект двукратного пропускания:

$$\epsilon_2 = 2 \frac{I_{\text{анти пара}} - I_{\text{пара}}}{I_{\text{анти пара}} + I_{\text{пара}}}, \quad (6)$$

где $I_{\text{анти}}$, $I_{\text{пара}}$ - счет нейтронного детектора при параллельной и антипараллельной ориентации поляризации протонов относительно внешнего магнитного поля. Если абсолютная величина нейтронной поляризации f_n одинакова при обеих ориентациях, то

$$\epsilon_2 = 2f_n \text{th} \sigma_p (\text{Fe}) t, \quad (7)$$

где $\nu_p(\text{Fe})$ и t — соответственное число атомов в 1 см^3 , поляризационное сечение и толщина железного образца. Поскольку поляризационное сечение железа сильно меняется от образца к образцу и зависит от степени намагничивания, был измерен эффект однократного пропускания $\epsilon_1(\text{Fe})$ (рис. 5). Используя (1) и (2) нетрудно выразить ϵ_2 непосредственно через $\epsilon_1(\text{Fe})$:

$$\epsilon_2 = 2f_n \epsilon_1^{1/2} (2 + \epsilon_1)^{1/2} (1 + \epsilon_1)^{-1}. \quad (8)$$

На рис. 6 приведены измеренные значения ϵ_2 в зависимости от энергии нейтронов. В этом опыте поляризации протонов по принципиальным техническим причинам была меньше обычной и составляла $f_N^{\text{пара}} = 0,25$, $f_N^{\text{анти}} = -0,15$. Сплошная кривая на рис. 6 — значения ϵ_2 , рассчитанные по измеренным величинам $\epsilon_1(\text{Fe})$ с учетом неравенства $f_n^{\text{пара}}$ и $|f_n^{\text{анти}}|$. Последние вычислялись с помощью формулы (2) при использовании поляризационного сечения водорода из рис. 3 и значений $f_N^{\text{пара}}$ и $f_N^{\text{анти}}$, измеренных по протонному магнитному резонансу.

Таким образом, результаты обоих экспериментов — пропускания через поляризованную протонную мишень и пропускания через поляризованную мишень и через намагниченное железо — удовлетворительно согласуются с теоретическими ожиданиями. При толщине кристалла 7,5 мм поле 10 кэ измеренная поляризация нейтронного пучка составляет 42% для холодных нейтронов, 35% для теплового спектра и 17% для нейтронов с энергией от 1 эв до 10 кэв. Пропускание кристалла $1/I_0$ соответственно равно 0,14; 0,22 и 0,47. Мы предполагаем в ближайшее время использовать кристалл толщиной 20 мм в поле 17 кэ (длина волны 4,5 мм). При этих условиях поляризация нейтронов и пропускание мишени составят для тепловых и резонансных нейтронов соответственно 85% и 0,07, 83% и 0,2.

Рассмотренный метод поляризации нейтронов позволит расширить энергетическую область использования поляризованных нейтронов, ограниченную в настоящее время 10–15 эв^{15/}. В области тепловых энергий этот метод позволит существенно поднять интенсивность поляризованных пучков, поскольку он не накладывает ограничений на угловой разброс падающего пучка и эффективен для всего спектра тепловых нейтронов.

Отметим в заключение, что пропускание нейтронов является удобным методом абсолютного измерения поляризации протонов в протонной мишени, свободным от трудностей, связанных, например, с насыщением протонного резонанса измерительным полем при больших временах релаксации. Так, этот метод был применен нами для измерения коэффициента динамического усиления поляризации в кристалле с 0,4%-ной концентрацией Nd^{142} . Усиление оказалось таким же, как для кристалла с 1%-ной концентрацией.

Л и т е р а т у р а

1. Ю.В.Таран, Ф.Л.Шапиро. ЖЭТФ, 44, 2185 (1983).
2. Г.Е.Блохин, Д.И.Блохинцев, Ю.А.Блюмкина и др. Атомная энергия, 10, 437 (1981).
3. П.Драгяческу, М.Драгяческу, В.И.Лушиков, Б.С.Неганов, Л.Б.Парфенов, Ю.В.Таран. Препринт ОИЯИ, Р-1828, Дубна, 1984.
4. C.D.Jeffries. Dynamic Nuclear Orientation, New York, 1963.
5. A.Stolovy. Phys. Rev., 118, 211, 1960; H.Postma, H.Marshak, V.L.Sailor, F.J.Shore, C.A.Reynolds. Phys. Rev., 126, 979 (1962).
6. J.Steinberger, G.C.Wick. Phys. Rev., 76, 994 (1949).

Рукопись поступила в издательский отдел
17 августа 1984 г.

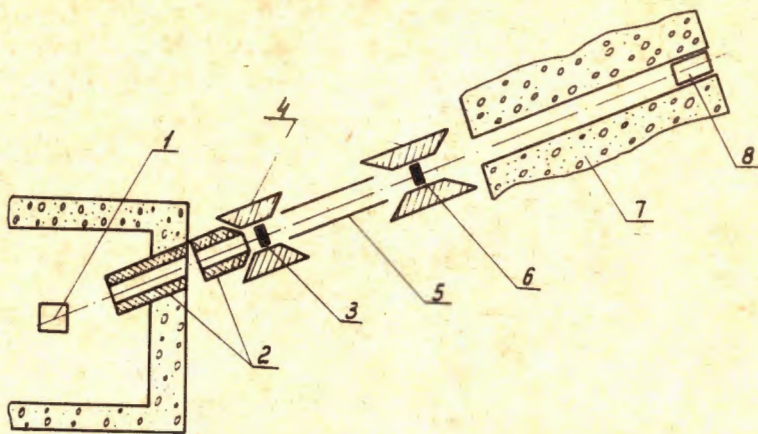


Рис. 1. Схема установки для поляризации нейтронов: 1 - импульсный быстрый реактор, 2 - коллиматоры, 3 - протонная мишень, 4 - магниты, 5 - магнитопровод, 6 - железная пластина, 7 - защита, 8 - детектор.

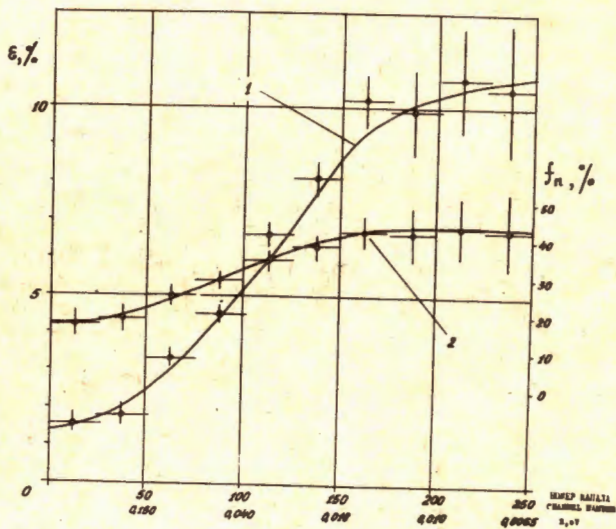


Рис. 2. Эффект однократного пропускания $\epsilon(E)$ через поляризованную протонную мишень (кривая 1) и зависимость поляризации нейтронов f_n от энергии (кривая 2). Горизонтальные черточки - интервал усреднения по времени пролета; вертикальные черточки - статистические ошибки измерений.

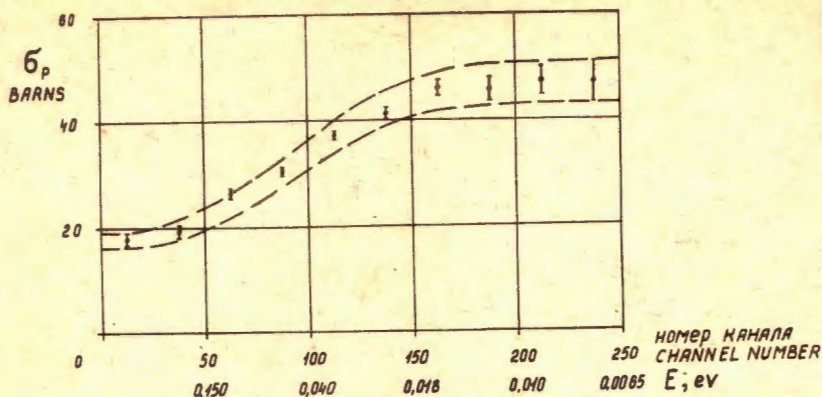


Рис. 3. Зависимость поляризационного сечения водорода от энергии нейтрона для монокристалла двойного лантан-магниевого нитрата. Ошибки экспериментальных точек обусловлены статистикой счета нейтронов. Пунктирные кривые указывают границы систематической ошибки в σ_p , обусловленной неточностью измерения поляризации протонов, по усилению ядерного магнитного резонанса протонов.

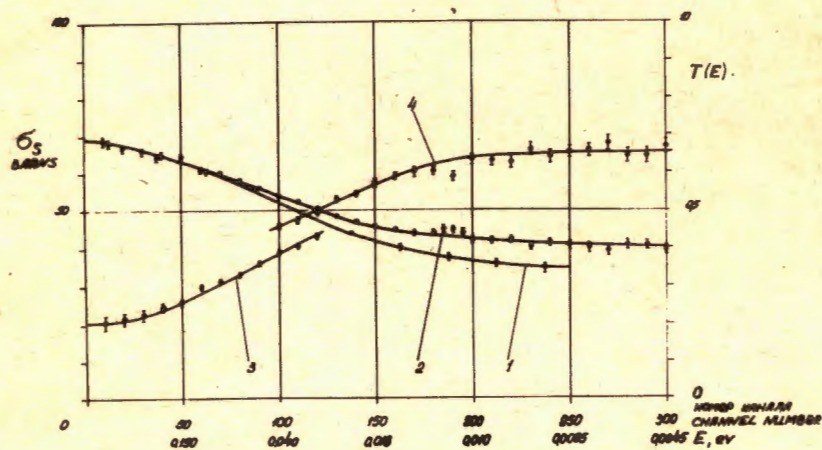


Рис. 4. Пропускание кристалла $\text{La}_2\text{Mg}_2(\text{NO}_3)_{12}\cdot 24\text{H}_2\text{O}$ толщиной 3,5 мм (кривая 1 - 300°K, кривая 2 - 1,4°K) и сечение рассеяния водорода σ_s при $T = 1,4^\circ\text{K}$ (кривая 3 - σ_s находилось вычитанием полных сечений других компонентов кристалла, кроме водорода, кривая 4 - вычитались сечения некогерентного рассеяния и захвата).

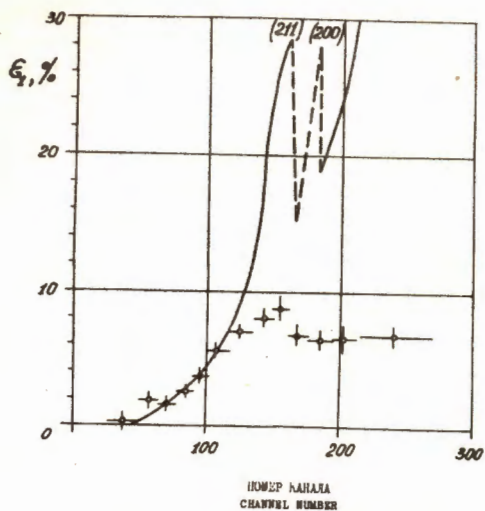


Рис. 5. Эффект однократного пропуска через намагниченное железо $\epsilon_1(\text{Fe})$. Сплошная кривая - расчет по теории Штейнбергера и Вика при условии полного насыщения железа δ .

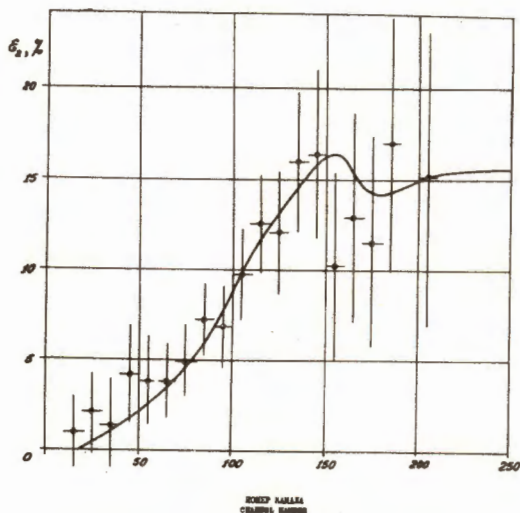


Рис. 6. Эффект двукратного пропуска $\epsilon_2(\text{E})$. Сплошная кривая - расчет при $f_N = +0,25$ и $-0,15$.