

ОБНАРУЖЕНИЕ ЭФФЕКТА ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ НЕЙТРОННОГО ПУЧКА ПРИ ДИФРАКЦИИ ПО ЛАУЭ В НЕЦЕНТРОСИММЕТРИЧНОМ КРИСТАЛЛЕ

В.В.Воронин, Е.Г.Лапин, С.Ю.Семенихин, В.В.Федоров¹⁾

Петербургский институт ядерной физики им. Б.П.Константинова РАН
188350 г. Гатчина, Ленинградской обл., Россия

Поступила в редакцию 1 августа 2000 г.

Обнаружен предсказанный нами ранее и предложенный для поиска электрического дипольного момента (ЭДМ) нейтрона эффект деполяризации нейтронного пучка, продифрагировавшего по Лауэ в толстом (~ 3.5 см) нецентросимметричном кристалле α -кварца. Эффект обусловлен поворотом в противоположных направлениях спина нейтрона для двух типов нейтронных волн, возбуждаемых в кристалле, за счет швингеровского взаимодействия магнитного момента движущегося нейтрона с сильным внутрикристаллическим электрическим полем. Эффект исследован при дифракции нейтронов на системе кристаллографических плоскостей (110) под углами Брэгга, близкими к $\pi/2$, вплоть до 87° . Показано, что независимо от угла Брэгга при толщине кристалла $L = 3.5$ см, продифрагировавший прямой пучок, первоначально поляризованный вдоль вектора обратной решетки, становится неполяризованным, тогда как пучок, поляризованный перпендикулярно плоскости дифракции, сохраняет свою поляризацию. Получена экспериментальная оценка величины $E\tau$, определяющей чувствительность метода к ЭДМ.

PACS: 14.20.Dh, 61.12.Gz

1. В работе [1] предложен метод поиска электрического дипольного момента (ЭДМ) нейтрона, основанный на зависимости фазы маятниковой картины от направления спина нейтрона при дифракции в кристалле без центра симметрии. Эта зависимость обусловлена тем, что при дифракции в нецентросимметричном кристалле на дифрагирующий нейтрон на пути в несколько сантиметров действует сильное внутрикристаллическое электрическое поле E_g , превышающее по величине 10^8 В/см. Это поле было предсказано и измерено в работах [2, 3]. Экспериментальная величина поля для плоскости (110) α -кварца оказалась равной $(2.1 \pm 0.2) \cdot 10^8$ В/см [2, 3] и в пределах ошибки совпала с рассчитанной. Такие поля более чем на 4 порядка превосходят поля, используемые в наиболее чувствительном в настоящее время магниторезонансном методе поиска ЭДМ, использующем ультрахолодные нейтроны (метод УХН) [4–6]. Однако наличия таких полей еще недостаточно для улучшения точности измерения ЭДМ. Поэтому в предложенном методе существенной является возможность увеличения времени пребывания нейтрона τ в электрическом поле кристалла путем перехода к углам Брэгга θ_B , близким к $\pi/2$ ²⁾. Использование таких углов может дать увеличение чувствительности более чем на порядок [1]. Причина в том, что при лауэвской дифракции эффект, связанный с ЭДМ (например, сдвиг маятниковой фазы при перевороте спина, ориентированного по E_g), определяется следующим образом [1]:

$$\Delta\varphi^D = \frac{4DE_gL}{\hbar v_{\parallel}} = \frac{4DE_gL}{v \cos\theta_B} \propto \frac{1}{\pi/2 - \theta_B}. \quad (1)$$

¹⁾ e-mail: vfedorov@hep486.pnpi.spb.ru

²⁾ Прямое измерение времени пребывания нейтрона в кристалле было выполнено в работе [7].

Здесь D – ЭДМ нейтрона, $v_{\parallel} = v \cdot \cos \theta_B$ – средняя скорость распространения нейтрона в кристалле (вдоль кристаллографических плоскостей), v – полная скорость нейтрона. При $\theta_B \rightarrow \pi/2$ величина $\cos \theta_B \approx \pi/2 - \theta_B$. Важным является также то, что мешающий эффект, связанный со швингеровским взаимодействием, не зависит от угла Брэгга:

$$\Delta\varphi^S = \frac{4\mu H_g^S L}{\hbar v_{\parallel}} = 2\mu_n \frac{eE_g L}{m_p c^2}. \quad (2)$$

Здесь $\mathbf{H}_g^S = [\mathbf{E}_g \times \mathbf{v}_{\parallel}]/c$, $\mu_n = -1.9$ – магнитный момент нейтрона в ядерных магнетонах, L – толщина кристалла, m_p – масса протона, c – скорость света.

Однако при увеличении угла Брэгга и приближении его к прямому увеличивается частота маятниковых биений, так что при некотором значении угла Брэгга угловой период маятниковых осцилляций становится меньше брэгговской ширины дифракции. При этом схема эксперимента, используемая в [2, 3] для измерения электрических полей, становится принципиально непригодной из-за слишком высокой частоты маятниковых осцилляций по углу Брэгга. Поэтому сначала был предложен использующий двухкристальную установку бездисперсионный метод измерения смещения маятниковых фаз [1], в котором не происходит усреднения по маятниковым осцилляциям, а позднее в работах [8–10] предложен другой способ наблюдения эффектов, связанных с наличием внутрикристаллических электрических полей, при котором они не усредняются. Это поляризационный метод, который также можно применить для измерений при углах Брэгга, близких к прямому. Важность поляризационных экспериментов усиливается тем обстоятельством, что они менее чувствительны к совершенству кристаллов, что может существенно расширить выбор кристаллов, пригодных для такого рода экспериментов, а также значительно упростить установку.

Суть метода в том, что при дифракции по Лауэ при точном выполнении условия Брэгга волновые пакеты для состояний $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$, в которых на нейтрон действуют равные, но противоположные по знаку поля (и которые возбуждаются с одинаковой амплитудой), пространственно перекрываются, так что спин нейтрона в состоянии $\psi^{(1)}$ в кристалле вращается в одну сторону, а в равновероятном состоянии $\psi^{(2)}$ – в противоположную, поэтому средний угол поворота спина нейтрона (в прозрачном кристалле) за счет швингеровского взаимодействия (или ЭДМ) будет равен нулю³⁾. Однако при этом произойдет уменьшение поляризации, то есть деполяризация пучка. По измерению величины этой деполяризации можно судить, например, о величине электрического поля, действующего на нейтрон.

Углы поворота спина, первоначально ориентированного перпендикулярно “швингеровскому” магнитному полю, для состояний $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$ связаны со сдвигом (2): $\Delta\phi_0^S = \pm\Delta\varphi^S/2$. В результате величина поляризации P прошедших через кристалл пучков будет зависеть от угла $\Delta\phi_0^S$ следующим образом:

$$P = P_0 \cos \Delta\phi_0^S = P_0 \cos (\mu_n e E_g L / m_p c^2), \quad (3)$$

P_0 – поляризация падающего пучка. В частности, при повороте спина на угол $\pi/2$ ($\Delta\phi_0^S = \pm\pi/2$), пучок нейтронов, прошедший через кристалл, станет полностью не-

³⁾ Эффект вращения спина нейтрона за счет ЭДМ и спин-орбитального взаимодействия при дифракции в нецентросимметричном кристалле рассматривался ранее в [11–13]. Поворот спина нейтрона в брэгговской схеме дифракции вблизи брэгговского направления за счет спин-орбитального взаимодействия наблюдался в работе [14]. Однако в рассмотренных случаях отсутствует возможность усиления эффектов.

поляризованным. Для плоскости (110) α -кварца из расчета следует, что поворот спина на угол $\pi/2$ происходит на толщине кристалла $L_0 = 3.6$ см. Если ориентацию поляризации падающего на кристалл пучка нейтронов изменить на угол $\pi/2$, то есть направить перпендикулярно плоскости рассеяния, то в этом случае поляризация прошедшего пучка не изменится, поскольку магнитный момент нейтрона будет направлен либо по швингеровскому магнитному полю, либо против него, и вращения спина не будет.

2. Схема экспериментальной установки для наблюдения описанных выше эффектов приведена на рис.1. Измерения проводились на плоскости (110) кристалла α -кварца размерами $14.0 \times 14.0 \times 3.47$ см. Вектор поляризации нейтронного пучка

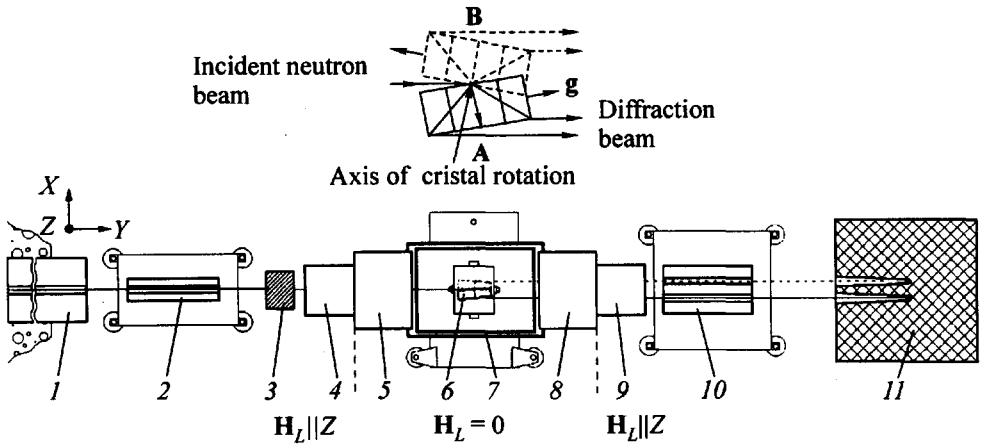


Рис.1. Схема экспериментальной установки: 1 – внутриканальный нейтронпровод-поляризатор; 2 – многослойевой нейтронпровод-поляризатор; 3 – фильтр BeO толщиной 120 мм; 4,9 – спин-ориентирующие катушки; 5,8 – вращающие 3-координатные катушки; 6 – монокристалл α -кварца с размерами $14 \times 14 \times 3.47$ см³; 7 – магнитный экран; 10 – двослойевой нейтронпровод-анализатор; 11 – детекторы нейтронов. А и В – два положения кристалла, соответствующие одному значению угла Брэгга, g – вектор обратной решетки плоскости (110), H_L – ведущее магнитное поле

после прохождения поляризатора 2 и фильтра 3 катушкой 4 адиабатически ориентируется вдоль направления H_g^S , затем поворачивается на угол α 3 координатной катушкой 5. После прохождения кристалла, если бы кристалл не влиял на ориентацию спина, вектор поляризации катушкой 8 восстанавливался бы в прежнем направлении вдоль оси H_g^S . Поворот на угол α можно осуществлять вокруг любой оси, перпендикулярной вектору H_g^S . Для наглядности на рис.2 изображено поведение вектора

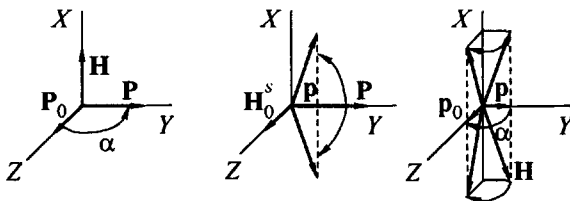


Рис.2. Схематичное изображение поведения вектора поляризации нейтрона при прохождении через экспериментальную установку для случая $\alpha = 90^\circ$

поляризации для случая $\alpha = 90^\circ$. На рис.1 и рис.2 используется одна и та же система координат (X, Y, Z) . Для наблюдения эффекта деполаризации продифрагировавшего нейтронного пучка изучалась зависимость от угла α скорости счета в детекторах 11

после анализатора 10, пропускающего нейтроны только с поляризацией, параллельной \mathbf{H}_g^S . Описанная процедура измерений аналогична спин-эхо методике.

Из проведенных ранее измерений время-пролетного спектра продифрагировавшего пучка (см. [7]) было известно, что в прямой дифракционный пучок дают вклад нейтроны, продифрагировавшие не только на интересующей нас системе плоскостей, но и на некоторых других системах с нулевым средним межплоскостным электрическим полем (то есть для которых эффект депolarизации отсутствует). Для уменьшения этого вклада от фоновых отражений в пучок нейтронов до кристалла помещался поликристаллический фильтр из BeO толщиной 120 мм (3), пропускающий нейтроны с длиной волны $\lambda > 4.7 \text{ \AA}$. С таким фильтром вклад в прямой дифракционный пучок нейтронов от фоновых отражений оценивался как $\simeq (20 \pm 10)\%$ от интенсивности пучка, продифрагировавшего на рабочей плоскости. Неопределенность этого вклада приводит к появлению систематической погрешности у измеряемых величин.

Если в кристалле происходит поворот спина нейтрона на углы $\pm \Delta\phi_0^S$ для состояний $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$, то зависимость от угла α скорости счета N в детекторе после анализатора поляризации будет выглядеть следующим образом:

$$N = N_0(1 + P_Z), \quad (4)$$

где

$$P_Z = P_0(\cos \Delta\phi_0^S \sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha) \quad (5)$$

– величина проекции поляризации нейтронного пучка после кристалла на направление \mathbf{H}_g^S . Видно, что при отсутствии эффекта, то есть $\Delta\phi_0^S = 0$, $P_Z \equiv P_0$ и N не зависит от угла α .

Из предварительных измерений на прямом пучке было установлено, что величина исходной поляризации $P_0 = (87 \pm 3)\%$.

Таким образом, из зависимости N от α можно извлечь величину $\Delta\phi_0^S$. Пример такой зависимости приведен на рис.3. По левой оси ординат отложено соответствующее значение поляризации P_Z . Кривая на рис.3 есть результат подгонки экспериментальной зависимости по формулам (4), (5).

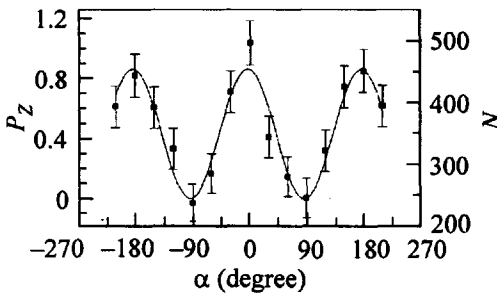


Рис.3. Пример зависимости интенсивности (после анализатора) нейтронов, продифрагировавших на плоскости (110) α -кварца, от угла α° между швингеровским магнитным полем \mathbf{H}_g^S и вектором поляризации налетающих нейтронов при угле Брэгга $\theta_B = 84^\circ$

Как следует из (2), эффект от швингеровского взаимодействия не зависит от угла Брэгга, что и наблюдалось экспериментально (см. рис.4).

Используя экспериментальные значения угла поворота $\Delta\phi_0^S$, можно получить величину внутрикристаллического электрического поля, действующего на дифрагирующий нейтрон:

$$E_{(110)} = (2.24 \pm 0.05(0.20)) \cdot 10^8 \text{ В/см}, \quad (6)$$

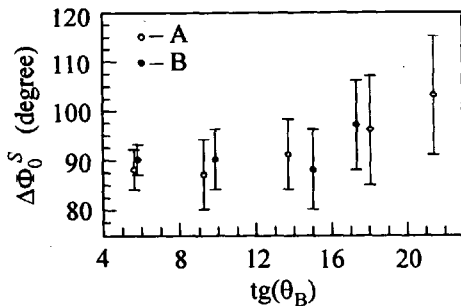


Рис.4. Зависимость угла поворота спина нейтрона за счет швингеровского взаимодействия $\Delta\phi_0^S$ от тангенса угла Брэгга. А и В – два положения кристалла (см. рис.1)

в скобках указана систематическая погрешность, обусловленная неопределенностью вклада фоновых отражений.

3. Приведенное значение электрического поля согласуется в пределах погрешности с величиной, измеренной по сдвигу фазы маятниковой картины при перевороте спина налетающего нейтрона при угле Брэгга $\theta_B \approx 25^\circ$ [3], что является подтверждением того, что, по крайней мере, до $\theta_B = 87^\circ$, то есть при $1/(\pi/2 - \theta_B) \approx 20$, электрическое поле остается неизменным, и уже при таком угле дифракции чувствительность метода к ЭДМ нейтрона возрастает приблизительно в двадцать раз (по сравнению с $\theta_B = 45^\circ$). Используя экспериментальное значение для времени τ пребывания нейтрона в кристалле при угле Брэгга $\theta_B = 87^\circ$ [7], для $E\tau$, определяющей чувствительность метода⁴⁾, будем иметь величину $\sim 0.2 \cdot 10^6$ В · с/см, которая уже сравнима с соответствующей величиной для метода УХН ($\sim 10^6$ В · с/см [4]) и существенно превосходит величину, достигнутую в известном дифракционном эксперименте Шалла и Натанса⁵⁾ [15] ($\sim 0.2 \cdot 10^3$ В · с/см).

Таким образом, экспериментально обнаружен эффект деполяризации нейтронного пучка при дифракции по Лауэ в нецентросимметричном кристалле α -кварца. Величина эффекта (и внутрикристаллического поля, действующего на нейтрон) не зависит от угла Брэгга вплоть до $\theta_B = 87^\circ$ и совпадает, в пределах экспериментальной погрешности, с теоретическими предсказаниями, что подтверждает указанную нами ранее возможность усиления более чем на порядок эффекта от ЭДМ нейтрона при переходе к углам дифракции, близким к 90° .

Авторы благодарны О.И.Сумбаеву, В.Л.Алексееву, В.Л.Румянцеву за интерес к работе и многочисленные полезные обсуждения, Н.Г.Кольвановой и А.А.Заведия за помощь при создании программного и электронного обеспечения эксперимента, персоналу реактора ВВР-М, обеспечившему проведение эксперимента, а также П.Л.Соколовой за помощь при оформлении статьи.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 96-02-18927 и # 00-02-16854).

1. V.V.Fedorov, V.V.Voronin, and E.G.Lapin, Preprint LNPI-1644, Leningrad, 1990, p.36; J. Phys. G18, 1133 (1992).

⁴⁾ Напомним, что абсолютная ошибка измерения ЭДМ $\sigma(D) \propto 1/E\tau\sqrt{N}$, где E — электрическое поле, действующее на нейтрон, N — полное число накопленных событий.

⁵⁾ Заметим, что из проведенных измерений, сделанных при двух положениях кристалла А и В, следует оценка для ЭДМ нейтрона $D \leq 10^{-22}$ е-см, что даже несколько лучше, чем результат, полученный в этом эксперименте [15].

2. V.L.Alexeev, V.V.Fedorov, E.G.Lapin et al., Preprint LNPI-1502, Leningrad, 1989, p.14; Nucl. Instr. and Meth. **A284**, 181 (1989).
3. В.Л.Алексеев, В.В.Воронин, Е.Г.Лапин и др., ЖЭТФ **96**, 1921 (1989).
4. I.S.Altarev, Yu.V.Borisov, N.V.Borovikova et al., Yad. Fiz. **59**, 1204 (1996).
5. K.F.Smith, N.Crampin, J.M.Pendlebury et al., Phys. Lett. **B234**, 191 (1990).
6. P.G.Harris, C.A.Baker, K.Green et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 904 (1999).
7. В.В.Воронин, Е.Г.Лапин, С.Ю.Семенихин, В.В.Федоров, Письма в ЖЭТФ **71**, 110 (2000).
8. В.В.Воронин, Е.Г.Лапин, В.В.Федоров, Препринт ПИЯФ-НР-2-1994, 1944, Гатчина.
9. В.В.Федоров, В.В.Воронин, Е.Г.Лапин, О.И.Сумбаев, Письма в ЖТФ **21**, 21, 50 (1995).
10. V.V.Fedorov, V.V.Voronin, E.G.Lapin, and O.I.Sumbaev, Physica **B234-236**, 8 (1997).
11. M.Forte, J. Phys. **G9**, 745 (1983).
12. V.G.Baryshevskii and S.V.Cherepitsa, Phys. Stat. Sol. **b128**, 379 (1985).
13. В.Г.Барышевский, С.В.Черепица, Изв. Вузов СССР, сер. физ. **8**, 110 (1985).
14. M.Forte and C.M.E.Zeyen, Nucl. Instr. and Meth. **A284**, 147 (1989).
15. C.G.Shull and R.Nathans, Phys. Rev. Lett. **19**, 384 (1967).