

ВРАЩЕНИЕ СПИНА НЕЙТРОНА ПРИ ДИФРАКЦИИ ПО ЛАУЭ В СЛАБОДЕФОРМИРОВАННОМ ПРОЗРАЧНОМ КРИСТАЛЛЕ БЕЗ ЦЕНТРА СИММЕТРИИ

В. В. Воронин^{a,b,c}, В. В. Федоров^{a,b,c}, С. Ю. Семенухин^{a,b},*

И. А. Кузнецов^a, Я. А. Бердников^b

^a *Научно-исследовательский центр «Курчатовский институт» —
Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова
188300, Гатчина, Ленинградская обл., Россия*

^b *Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого
195220, Санкт-Петербург, Россия*

^c *Санкт-Петербургский государственный университет
199034, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 2 июля 2018 г.,
после переработки 28 сентября 2018 г.
Принята к публикации 28 сентября 2018 г.

Теоретически описан и экспериментально исследован эффект поворота спина нейтрона при дифракции по Лауэ в нецентросимметричном слабодеформированном и прозрачном для нейтронов кристалле. Эффект возникает из-за искривления траектории Като нейтрона в кристалле при наличии деформации, что, при определенном виде деформации, приводит к уходу за пределы кристалла одной из двух нейтронных волн, возбуждаемых при дифракции по Лауэ, которые, в случае кристалла без центра симметрии распространяются в электрических внутрикристаллических полях с противоположными знаками. В результате спин оставшейся нейтронной волны будет повернут на определенный угол по отношению к первоначальному направлению за счет взаимодействия магнитного момента движущегося нейтрона с внутрикристаллическим электрическим полем кристалла. В совершенном недеформированном кристалле такой эффект отсутствует, имеет место только деполяризация пучка, поскольку обе волны, находящиеся в электрических полях с противоположными знаками, присутствуют с одинаковой амплитудой. Развита методика контролируемого деформирования совершенного монокристалла с помощью создания в нем градиента температуры. Тем самым реализованы новая возможность измерять электрические поля, действующие на нейтрон в нецентросимметричных кристаллах, а также способ управлять этими полями в экспериментах по изучению фундаментальных свойств нейтрона.

DOI: 10.1134/S0044451019030039

1. ВВЕДЕНИЕ

Из динамической теории дифракции [1] следует, что распространение нейтрона в кристалле в направлениях, близких к брэгговским для некоторой системы кристаллографических плоскостей, можно описать двумя типами блоховских волн, $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$. Эти волны формируются в кристалле в результате взаимодействия нейтрона с периодическим ядерным

потенциалом данной системы плоскостей, которая характеризуется вектором обратной решетки \mathbf{g} , направленным перпендикулярно плоскостям и равным по модулю $|\mathbf{g}| \equiv g = 2\pi/d$, где d — межплоскостное расстояние. Соответствующая гармоника периодического ядерного потенциала имеет вид

$$V_g^N(\mathbf{r}) = 2V_g^N \cos(\mathbf{g} \cdot \mathbf{r}). \quad (1)$$

Амплитуда V_g^N гармоники определяется структурной амплитудой F_g^N ядерного рассеяния нейтрона ячейкой кристалла:

* E-mail: voronin_vv@npni.nrcki.ru

$$V_g^N = \frac{2\pi\hbar^2}{m} N_c F_g^N, \quad (2)$$

$$F_g^N = \sum_i \exp(-W_{ig}) f_i^N(\mathbf{g}) \exp(i\mathbf{g} \cdot \mathbf{r}_i).$$

Здесь m — масса нейтрона, N_c — число элементарных ячеек в единичном объеме кристалла, индекс i нумерует атомы в элементарной ячейке, \mathbf{r}_i — положение ядра атома в ячейке, $f_i^N(\mathbf{g})$ — амплитуда рассеяния i -м ядром ячейки с передачей импульса $\hbar\mathbf{g}$, W_{ig} — фактор Дебая–Валлера. Заметим, что структурная амплитуда рассеяния вперед ($\mathbf{g} = 0$) определяет средний ядерный потенциал кристалла V_0^N (и, тем самым, его средний коэффициент преломления).

Волны $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$ представляют собой две ортогональные суперпозиции прямой волны с волновым вектором \mathbf{k} и отраженной кристаллографическими плоскостями с волновым вектором $\mathbf{k} + \mathbf{g}$:

$$\psi^{(1)}(\mathbf{r}) = \cos \gamma \exp(i\mathbf{k}^{(1)} \cdot \mathbf{r}) + \sin \gamma \exp[i(\mathbf{k}^{(1)} + \mathbf{g}) \cdot \mathbf{r}], \quad (3)$$

$$\psi^{(2)}(\mathbf{r}) = -\sin \gamma \exp(i\mathbf{k}^{(2)} \cdot \mathbf{r}) + \cos \gamma \exp[i(\mathbf{k}^{(2)} + \mathbf{g}) \cdot \mathbf{r}]. \quad (4)$$

Здесь

$$\operatorname{tg} 2\gamma = \frac{U_g^N}{\Delta_g} \equiv \frac{1}{w_g},$$

где

$$U_g^N = \frac{2mV_g^N}{\hbar^2},$$

$$\Delta_g = \frac{(\mathbf{k} + \mathbf{g})^2 - k^2}{2} \equiv \frac{k_g^2 - k^2}{2} = \frac{2\mathbf{k} \cdot \mathbf{g} - g^2}{2}$$

— размерный, а w_g — безразмерный параметры отклонения от условия Брэгга. В дальнейшем будет использоваться также безразмерный параметр

$$\alpha_g = \frac{(\mathbf{k} + \mathbf{g})^2 - k^2}{2k^2} = \frac{\Delta_g}{k^2} = w_g \frac{U_g^N}{k^2}. \quad (5)$$

Волновые векторы $\mathbf{k}^{(1)}$ и $\mathbf{k}^{(2)}$ принадлежат различным ветвям дисперсионной поверхности, уравнение которой имеет вид

$$(\mathbf{k}^{(1,2)})^2 = K^2 - \Delta_g \pm \sqrt{\Delta_g^2 + (U_g^N)^2}. \quad (6)$$

Здесь K — величина волнового вектора падающего на кристалл нейтрона с учетом среднего коэффициента преломления кристалла: $K^2 = k_e^2(1 - V_0^N)$, k_e — волновой вектор нейтрона в вакууме.

Для величины $\cos^2 \gamma$ имеем

$$\cos^2 \gamma = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{\Delta_g}{\sqrt{\Delta_g^2 + (U_g^N)^2}} \right] = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{w_g}{\sqrt{1 + w_g^2}} \right]. \quad (7)$$

Плотности токов нейтронов в ветвях, усредненные по быстрым осцилляциям с периодом d , равны

$$\mathbf{j}_{\psi^{(1)}} = \frac{\hbar}{m} \left[\mathbf{k}^{(1)} \cos^2 \gamma + (\mathbf{k}^{(1)} + \mathbf{g}) \sin^2 \gamma \right] = \frac{\hbar}{m} \left[\left(\mathbf{k}^{(1)} + \frac{\mathbf{g}}{2} \right) - \frac{\mathbf{g}}{2} \frac{w_g}{\sqrt{1 + w_g^2}} \right], \quad (8)$$

$$\mathbf{j}_{\psi^{(2)}} = \frac{\hbar}{m} \left[\mathbf{k}^{(2)} \sin^2 \gamma + (\mathbf{k}^{(2)} + \mathbf{g}) \cos^2 \gamma \right] = \frac{\hbar}{m} \left[\left(\mathbf{k}^{(2)} + \frac{\mathbf{g}}{2} \right) + \frac{\mathbf{g}}{2} \frac{w_g}{\sqrt{1 + w_g^2}} \right]. \quad (9)$$

При точном выполнении условия Брэгга ($w_g = 0$) величины $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$ представляют собой симметричную и антисимметричную комбинации прямой и отраженной волн, так что их распространение происходит вдоль кристаллографических плоскостей (в направлении $\mathbf{k}_{\parallel} = \mathbf{k} + \mathbf{g}/2$, рис. 1), причем нейтроны в состоянии $\psi^{(1)}$ сконцентрированы преимущественно на ядерных плоскостях (под «ядерными» плоскостями мы понимаем положения максимумов ядерного потенциала), а в состоянии $\psi^{(2)}$ — между ними. По этой причине нейтроны в состояниях $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$ движутся в разных потенциалах и имеют слегка различающиеся кинетические энергии (т. е. разные величины волновых векторов). Отклонение от условия Брэгга приводит к изменениям направлений плотностей токов $\mathbf{j}_{\psi^{(1)}}$ и $\mathbf{j}_{\psi^{(2)}}$ в противоположные стороны.

В симметричной схеме дифракции по Лауэ (входная грань кристалла перпендикулярна отражающим плоскостям) из граничных условий для волновой функции внутри кристалла следует, что

$$\psi(\mathbf{r}) = \psi^{(1)}(\mathbf{r}) \cos \gamma + \psi^{(2)}(\mathbf{r}) \sin \gamma. \quad (10)$$

Таким образом, при малых отклонениях от условия Брэгга ($w_g \ll 1$) оба состояния возбуждаются практически с одинаковой вероятностью. Однако направления токов при углах Брэгга θ_B , близких к 90° , т. е. когда $\mathbf{k}_{\parallel} \ll \mathbf{g}/2$ ($\operatorname{tg} \theta_B = g/2k_{\parallel}$), могут измениться весьма существенно (см. рис. 1):

$$\mathbf{j}_{\psi^{(1,2)}} \approx \frac{\hbar}{m} \left[\mathbf{k}_{\parallel}^{(1,2)} \pm \frac{\mathbf{g}}{2} w_g \right]. \quad (11)$$

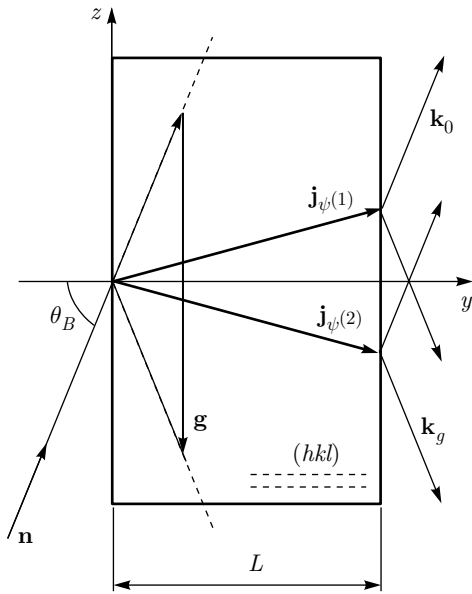


Рис. 1. Симметричный случай дифракции по Лауэ в ограниченном недеформированном кристалле. Нейтроны \mathbf{n} падают на кристалл под некоторым углом, отличным в пределах брэгговской (дарвиновской) ширины от угла Брэгга θ_B ; $\mathbf{j}_{\psi(1)}$ и $\mathbf{j}_{\psi(2)}$ — векторы плотностей токов нейтронов для двух блоховских волн; \mathbf{g} — вектор обратной решетки; L — толщина кристалла

2. ДИФРАКЦИЯ В НЕЦЕНТРОСИММЕТРИЧНЫХ КРИСТАЛЛАХ

В нецентросимметричных кристаллах для некоторых систем кристаллографических плоскостей положения максимумов электрического потенциала могут быть смещены относительно максимумов ядерного потенциала:

$$V_g^E(\mathbf{r}) = 2V_g^E \cos(\mathbf{g} \cdot \mathbf{r} + \phi_g). \quad (12)$$

Поэтому нейтроны в состояниях $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$ оказываются в сильных, порядка 10^8-10^9 В/см, межплоскостных электрических полях противоположного знака, $\pm \mathbf{E}_g$, направленных вдоль вектора \mathbf{g} [2-4],

$$\begin{aligned} \langle \psi^{(1)} | \mathbf{E}_g(\mathbf{r}) | \psi^{(1)} \rangle &= -\langle \psi^{(2)} | \mathbf{E}_g(\mathbf{r}) | \psi^{(2)} \rangle \equiv \\ &\equiv \mathbf{E}_g = V_g^E \mathbf{g} \sin \phi_g, \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$\mathbf{E}_g(\mathbf{r}) = -\nabla V_g^E(\mathbf{r}) = 2V_g^E \mathbf{g} \sin(\mathbf{g} \cdot \mathbf{r} + \phi_g). \quad (14)$$

В движущейся системе отсчета, связанной с нейтроном, на последний в разных состояниях будут

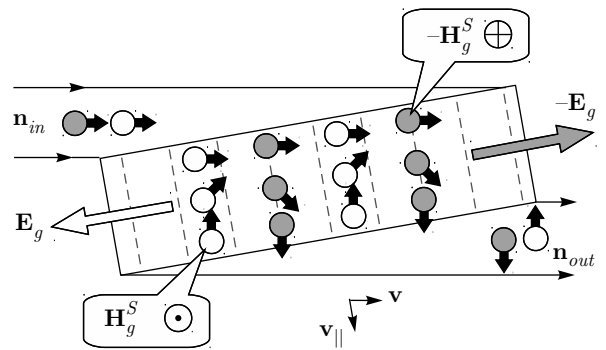


Рис. 2. Поведение спина нейтрона в совершенном кристалле без центра симметрии при дифракции по Лауэ. За счет взаимодействия магнитного момента нейтрона со швингеровским магнитным полем спин нейтрона для двух блоховских состояний вращается в противоположные стороны. На рисунке: \mathbf{v}_{\parallel} — направление скорости нейтронов вдоль кристаллографических плоскостей, \mathbf{n}_{in} и \mathbf{n}_{out} — направления соответственно падающих и продифрагировавших нейтронов

действовать «швингеровские» магнитные поля противоположных знаков

$$\mathbf{H}_g^S = \pm [\mathbf{E}_g \times \mathbf{v}] / c,$$

где \mathbf{v} — скорость нейтрона, c — скорость света, так что спин (магнитный момент) нейтрона в состояниях $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$ будет прецессировать вокруг направления \mathbf{H}_g^S в противоположные стороны. В результате при дифракции по Лауэ, когда спин первоначально ориентирован перпендикулярно швингеровскому магнитному полю (т. е. в плоскости дифракции), после прохождения кристалла у одной половины нейтронов спин повернется на угол ϕ_S , а у другой на угол $-\phi_S$:

$$\phi_S = \frac{4\mu_n H_g^S L}{\hbar v_{\parallel}} = 2\mu_n \frac{e E_g L}{m_p c^2}, \quad (15)$$

где v_{\parallel} — скорость нейтрона в кристалле вдоль кристаллографических плоскостей, $\mu_n = -1.9$ — магнитный момент нейтрона в ядерных магнетонах, L — толщина кристалла, m_p — масса протона, что приведет к деполаризации продифрагировавших пучков [5, 6] (как прямого, так и отраженного, рис. 2).

При некоторой толщине кристалла L_0 , при которой спин нейтрона поворачивается на прямой угол в противоположные стороны, произойдет полная деполаризация прошедших через кристалл нейтронов, первоначально поляризованных перпендикулярно вектору \mathbf{H}_g^S . Для системы плоскостей (110)

кристалла α -кварца $L_0 \approx 3.5$ см [7]. Отклонение от условия Брэгга приводит к уменьшению электрического поля, действующего на нейтрон, и, следовательно, к увеличению этой толщины кристалла. Если нейтроны поляризованы вдоль вектора \mathbf{H}_g^S , их поляризация не изменится после прохождения кристалла.

При точном равенстве амплитуд двух блоховских волн (что имеет место только при точном выполнении условия Брэгга) среднее поле, действующее на нейтрон в кристалле, равно нулю, поэтому эффект вращения спина отсутствует. Однако отклонение от условия Брэгга приводит к дисбалансу этих амплитуд. В этом случае наряду с деполяризацией может происходить также и поворот спина нейтрона. В результате небольшие деформации кристалла, из-за возникающего изменения межплоскостного расстояния, могут нарушать равенство амплитуд волн $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$ и, соответственно, приводить к появлению эффекта поворота спина в лауэвской дифракции нейтрона в прозрачном кристалле. Возможность поворота спина в поглощающем кристалле за счет разного поглощения в кристалле волн $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$ (эффекта Бормана) обсуждалась в работе [8].

Эффект поворота спина нейтрона за счет швингеровского взаимодействия при дифракции по Лауэ в прозрачном нецентросимметричном кристалле был впервые обнаружен в тестовом эксперименте [9] по поиску электрического дипольного момента нейтрона дифракционным методом. В этой работе измерялась компонента поляризации спина нейтрона, параллельная \mathbf{H}_g^S , которая появляется в результате дополнительного поворота спина нейтрона за счет взаимодействия его дипольного момента с электрическим полем нецентросимметричного кристалла. Поворот спина нейтрона, связанный со швингеровским взаимодействием, мог привести к ложному эффекту, и его изучение является необходимым для исключения систематических ошибок в экспериментах такого рода.

В настоящей работе проведено детальное исследование эффекта поворота спина нейтрона за счет швингеровского взаимодействия в зависимости от параметра деформации кристалла, который можно плавно изменять, например, нагревая и охлаждая различные области кристалла. Предварительные результаты опубликованы в работе [10].

Эффект возникает, если в процессе дифракции изменяется параметр отклонения от условия Брэгга, что может быть обусловлено как изменением межплоскостного расстояния, так и энергии (длины волны) самого нейтрона (например, в поле тя-

жести или другой внешней силы). При отклонении от точного брэгговского условия кроме изменения амплитуд блоховских волн разного типа нарушается также баланс прямой и отраженной волн в каждом из состояний $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$. В результате распространение нейтронов в этих состояниях будет происходить не вдоль кристаллографических плоскостей, а между направлениями прямой и отраженной волн. При углах дифракции, близких к 90° , и малых отклонениях от точного угла Брэгга амплитуды состояний $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$ меняются незначительно, а направление вектора плотности тока нейтронов в этих состояниях может меняться весьма существенно. В общем случае оно меняется от направления начального волнового вектора нейтрона, \mathbf{k} , до направления отраженного плоскостями пучка, $\mathbf{k} + \mathbf{g}$, при малом отклонении в пределах дарвиновской ширины $\Delta\lambda_B$ ($\Delta\lambda_B/\lambda \sim 10^{-5}$) длины волны нейтрона или его направления от брэгговских условий. Напомним, что в этой терминологии условие Брэгга соответствует равенству $|\mathbf{k}| = |\mathbf{k} + \mathbf{g}|$.

3. ДИФРАКЦИЯ В ДЕФОРМИРОВАННОМ КРИСТАЛЛЕ

Распространение нейтрона (двухволнового пакета) от некоторой области на входной грани кристалла в деформированном кристалле можно описать при помощи «траекторий Като» [11], представляющих собой кривые, касательные к которым направлены вдоль вектора плотности тока в каждой точке траектории (см. рис. 1).

В недеформированном кристалле траектории Като — прямые линии, наклоны которых определяются параметром w_g , см. (8), (9), (11). При изменении направления падающего пучка в пределах угловой брэгговской ширины угол наклона θ траектории Като изменяется от $-\theta_B$ до $+\theta_B$. При углах Брэгга, близких к прямому, размеры кристалла (H — высота, L — толщина) могут ограничить возможные углы наклона траекторий, если, как в нашем случае, $\text{tg } \theta = H/2L < \text{tg } \theta_B$. Физический смысл траектории Като — это траектория движения «двухволнового» пакета с размерами, превышающими по входной грани кристалла величину $\xi_g \text{tg } \theta_B = \pi/m_0 \sim 10^{-3}$ см, чтобы смогли сформироваться блоховские волны $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$ ($\xi_g = 2\pi|\mathbf{k}^{(2)} - \mathbf{k}^{(1)}|$ — экстинкционная длина). Кривизна же траектории (изменение ее наклона) в кристалле определится степенью деформации кристалла (изменением параметра отклонения от условия

Брэгга), которую можно описать «силой Като» [11]. В результате траектория Като нейтрона в кристалле при малых деформациях будет описываться уравнением [2]

$$\frac{\partial^2 z}{\partial y^2} = \pm \frac{c_0}{m_0} f_k(y, z), \quad (16)$$

где $c_0 = \text{tg } \theta_B$, $m_0 \equiv 2dF_g/V_c$ — «масса» Като, F_g — структурная амплитуда рассеяния нейтрона кристаллической ячейкой, V_c — объем кристаллической ячейки, d — межплоскостное расстояние, а $f_k(y, z)$ — сила Като:

$$f_k(y, z) = \frac{k_0}{4 \cos \theta_B} \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c_0} \frac{\partial}{\partial y} \right) \alpha(y, z), \quad (17)$$

где k_0 — величина волнового вектора нейтрона в кристалле, θ_B — угол Брэгга. Параметр $\alpha(y, z)$ — отклонение от точного условия Брэгга:

$$\alpha(y, z) = \frac{|\mathbf{k}_0 + \mathbf{g}|^2 - k_0^2}{2k_0^2} = \frac{\mathbf{g}^2 + 2(\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{g})}{2k_0^2}. \quad (18)$$

Изменение этого параметра в кристалле может быть связано как с деформацией кристалла (т. е. с изменением вектора \mathbf{g}), так и с изменением направления движения нейтрона или его длины волны, например, под воздействием внешней силы. Так, в случае постоянного (линейного) изменения межплоскостного расстояния траектории Като нейтронов в кристалле будут описываться уравнением

$$\frac{\partial^2 z}{\partial y^2} = \pm \frac{c_0^2}{m_0} \pi g \zeta, \quad (19)$$

где $g = 2\pi/d$ — величина вектора обратной решетки, ζ — параметр, характеризующий деформацию кристалла ($d = d_0(1 + \zeta z)$, где d_0 — межплоскостное расстояние без деформации). Знаки « \pm » в (19) отвечают двум разным блоховским волнам, возбуждаемым в кристалле.

Для случая квадратичной деформации, т. е. $d = d_0(1 + \xi z^2)$, траектория нейтрона будет определяться силой

$$f_k = c_0 \frac{2\pi\xi z}{d}, \quad (20)$$

где ξ — параметр квадратичной деформации.

В результате оказывается, что для нейтронов в одном из состояний силы Като направлены к центру кристалла ($z = 0$), а для другого состояния — от центра (см. уравнение (19)). Таким образом, волны одного типа будут фокусироваться, а второго, наоборот, дефокусироваться, что приведет к различию в их интенсивностях на задней грани кристалла. Если мы изменим знак параметра деформации,

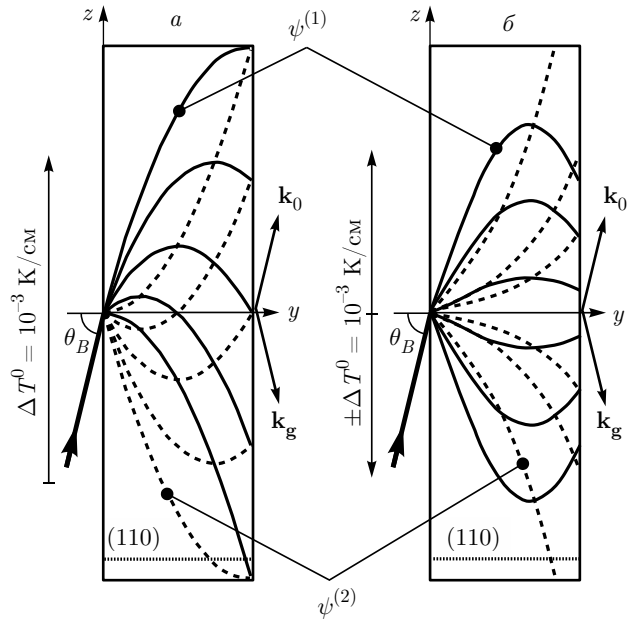


Рис. 3. Пример рассчитанных траекторий Като нейтрона в кристалле от его центральной области при дифракции на плоскости (110) кристалла кварца (угол Брэгга $\theta_B = 86^\circ$), деформированного градиентом температуры $\Delta T^0 = 10^{-3}$ К/см вдоль оси z : a — линейный градиент вдоль оси z , $d = d_0(1 + \zeta z)$; b — градиент направлен вдоль оси z от центра кристалла к его верхнему и нижнему краям, $d = d_0(1 + \xi z^2)$

то волны поменяются местами. В нецентросимметричном кристалле эти две волны будут находиться в противоположных электрических и, соответственно, швингеровских магнитных полях. Спин нейтрона для них будет вращаться в противоположные стороны и после прохождения кристалла кварца толщиной $L_0 = 3.5$ см для плоскости (110) будет направлен противоположно. Таким образом, изменение знака параметра деформации кристалла должно привести к изменению спинового состояния прошедшей через кристалл продифрагировавшей волны.

Нетрудно заметить, что правая часть уравнения (19) пропорциональна $\text{tg}^2 \theta_B$. Эта величина может достигать значений порядка 10^2 – 10^3 при $\theta_B \approx 84^\circ$ – 88° , и, таким образом, влияние малых деформаций на траекторию нейтрона может быть усилено на 2–3 порядка величины в сравнении с обычными углами дифракции ($\theta_B \approx 45^\circ$).

Рассчитанные траектории Като нейтрона в кристалле, деформированном градиентом температуры $\Delta T^0 = 10^{-3}$ К/см, для разных, слегка отличающихся от брэгговского (в пределах угловой ширины) на-

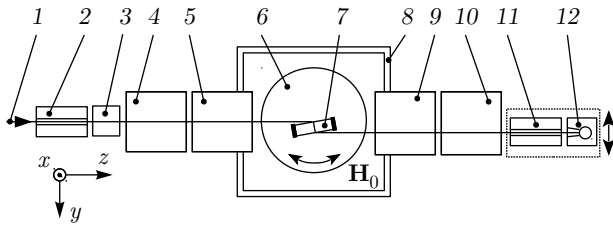


Рис. 4. Схема установки: 1 — неполяризованный пучок нейтронов; 2, 11 — поляризующие зеркальные многослойные нейтронотводы (поляризатор и анализатор); 3 — нейтронный фильтр ВеО (120 мм); 4, 10 — катушки с ведущим магнитным полем примерно 4 Гс; 5, 9 — спиновращательные трехкоординатные катушки (ориентирующая и анализирующая); 6 — поворотный стол; 7 — узел кристалла; 8 — магнитный экран; 12 — детектор нейтронов в защите

правлений падения нейтронов на центральную область кристалла, показаны на рис. 3.

Расчет соответствует реальным размерам кристалла $H = 140$ мм, $L = 35$ мм. Заметим, что в данном случае при $H/2L \ll \operatorname{tg} \theta_B \approx 14$, параметр отклонения от условия Брэгга $w \approx \operatorname{tg} \theta$, см. (11), где θ — угол начального наклона траектории Като к оси y .

Из рис. 3 следует, что уже при таких малых деформациях потоки нейтронов для двух блоховских волн расходятся в середине кристалла на несколько сантиметров. Данные расчеты хорошо согласуются с экспериментальными данными.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Экспериментальная установка для изучения дифракции по Лауэ в слабдеформированном кристалле при больших углах Брэгга была смонтирована на пучке №2 реактора ВВР-М в Гатчине. Измерения проводились на прямом проdifрагировавшем пучке нейтронов. Принципиальная схема установки (вид сверху) показана на рис. 4.

Неполяризованный пучок нейтронов 1 проходит через зеркальный многослойный нейтронотвод-поляризатор 2, где задается начальная поляризация пучка в направлении x , перпендикулярном плоскости рисунка. Степень исходной поляризации пучка составляла $P_0 = 85\%$. Ширина пучка после поляризатора такова, что он «засвечивает» около 5 см входной грани кристалла вблизи ее середины, так что вклад в интенсивность проdifрагировавшего пучка (рис. 5) будут давать нейтроны, траектории Като которых исходят из всей этой области. Для уменьшения фона от нейтронов, которые могут попасть в детектор после отражений от других плоскостей

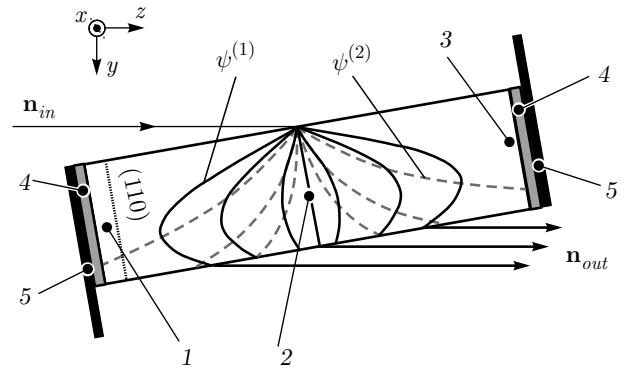


Рис. 5. Схема узла кристалла: 1–3 — точки измерения температуры кристалла; 4 — элементы Пельтье; 5 — поглотители нейтронов; \mathbf{n}_{in} и \mathbf{n}_{out} — направления соответственно падающих и проdifрагировавших нейтронов. Внутри кристалла сплошными линиями обозначены траектории Като фокусированной волны $\psi^{(1)}$, штриховыми — дефокусированной волны $\psi^{(2)}$

кристалла и от рабочей плоскости в более высоких порядках дифракции, за поляризатором установлен поликристаллический фильтр нейтронов 3 из ВеО толщиной 120 мм, пропускающий нейтроны с длиной волны $\lambda > 4.7$ Å.

Далее пучок, проходя через катушку с ведущим магнитным полем 4 и ориентирующую спиновращательную трехкоординатную катушку 5, попадает на узел кристалла 7, который находится на поворотном столе 6 внутри двухслойного магнитного экрана 8. Поворотный стол позволяет поворачивать узел кристалла в горизонтальной плоскости на 360° и тем самым менять угол Брэгга θ_B . Поле внутри магнитного экрана $H_0 < 0.01$ Гс. Проdifрагировавший пучок нейтронов, выходя из кристалла, проходит через анализирующую спиновращательную трехкоординатную катушку 9, затем катушку ведущего поля 10 и, проходя через зеркальный многослойный нейтронотвод-анализатор 11, регистрируется ^3He -детектором 12, расположенным на подвижной платформе. Для уменьшения фонового излучения детектор окружен комбинированной нейтронной защитой из борированного полиэтилена и кадмия.

Спиновращательные трехкоординатные катушки 5 и 9 представляют собой немагнитные каркасы размерами $200 \times 200 \times 200$ мм³ на которые проводом из алюминия диаметром 1 мм ортогонально намотаны по три однослойные катушки. При пропускании тока ($I_{max} = \pm 0.1$ А) в катушках в районе пучка создается однородное магнитное поле в диапазоне 0–1 Гс. Катушки находятся в цилиндрических маг-

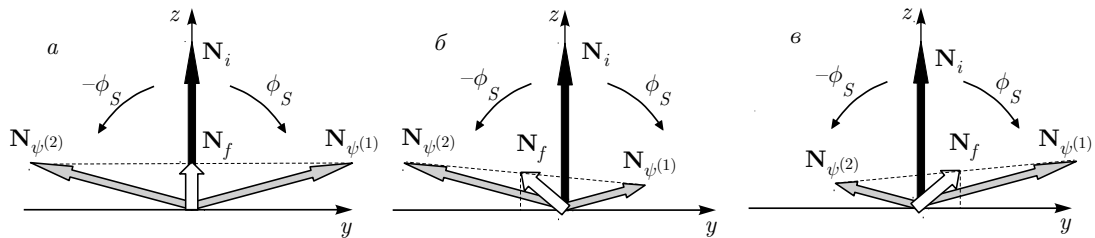


Рис. 6. Механизм возникновения компоненты поляризации P_x (\mathbf{N}_i и \mathbf{N}_f — нормированные на интенсивность начальная и конечная поляризации; $\mathbf{N}_{\psi(1)}$ и $\mathbf{N}_{\psi(2)}$ — нормированные на интенсивность поляризации волн $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$). *a* — интенсивности I волн $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$ равны $I_{\psi(1)} = I_{\psi(2)}$; *б* — $I_{\psi(2)} > I_{\psi(1)}$; *в* — $I_{\psi(2)} < I_{\psi(1)}$

нитных экранах из пермаллоя толщиной 10 мм. Направление вектора поляризации \mathbf{P} , изначально заданного поляризатором 2 и катушкой ведущего поля 4 вдоль оси x можно поворачивать катушкой 5 в любом направлении. Комбинированием токов в катушках 5 и 10 совместно с нейтронно-анализатором можно измерять все три компоненты поляризации, P_x , P_y и P_z , на выходе из магнитного экрана.

Более детально схема узла кристалла показана на рис. 5¹⁾.

Размеры кристалла кварца составляют $140 \times 35 \times 140$ мм³. Рабочая плоскость отражения (110) с межплоскостным расстоянием $d = 2.456$ Å. Коэффициент теплового расширения кварца в направлении вектора обратной решетки для этой плоскости равен $1.3 \cdot 10^{-5}$ К⁻¹ [12].

На торцах кристалла по всей их площади размещаются нейтронные поглотители и элементы Пельтье, которые создают требуемое распределение температур на кристалле. Изменением направления тока в элементах можно нагревать или охлаждать торцы кристалла. Расчеты с использованием пакета COMSOL показали, что в условиях эксперимента и естественной конвекции воздуха при одновременном нагревании торцов распределение температур по оси z внутри кристалла с хорошей точностью имеет квадратичный характер. При нагревании одного из торцов и охлаждении другого распределение получается линейным.

Во время эксперимента контроль температуры осуществлялся тремя датчиками Pt100 на торцах и в центре кристалла. Электрическое поле кристалла $\pm \mathbf{E}_g$ направлено вдоль вектора обратной решетки (см. рис. 2), соответственно швингеровское магнит-

ное поле $\pm \mathbf{H}_g^S$ направлено вдоль оси x . На рис. 5 внутри кристалла сплошными линиями обозначены траектории Като фокусированной волны $\psi^{(1)}$, а штриховыми — дефокусированной волны $\psi^{(2)}$ для случая, когда градиент направлен от центра кристалла к его граням и где установлены элементы Пельтье.

Внешнее магнитное поле в районе установки кристалла $\mathbf{H}_0 \ll \mathbf{H}_g^S$, поэтому им можно пренебречь. Для исследования эффекта вращения спина внутри кристалла вектор начальной поляризации с помощью ориентирующей катушки 5 (см. рис. 4) направлялся вдоль оси пучка z , т. е. перпендикулярно швингеровскому магнитному полю \mathbf{H}_g^S , а измерялись компоненты поляризации P_z и P_y вдоль осей z и y .

Механизм возникновения поляризации иллюстрируется на рис. 6. Здесь \mathbf{N}_i и \mathbf{N}_f — нормированные на интенсивность начальная и конечная поляризации. При равенстве регистрируемых детектором интенсивностей волн $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$, возбуждаемых в кристалле, конечная поляризация определяется только поворотом спина нейтронов на угол $\pm \phi_S$ (рис. 6*a*) и, независимо от величины угла поворота спина, компонента y -поляризации на выходе из кристалла будет равна нулю. Поляризация в направлении y возникает из-за неравенства регистрируемых детектором интенсивностей, когда одна из волн дефокусируется и часть нейтронов выходит через торцевые поверхности кристалла с поглотителями. Вследствие этого часть интенсивности дефокусированной волны теряется. На рис. 6*б* приведен вариант, когда интенсивность волны $\psi^{(2)}$, регистрируемой детектором, больше чем интенсивность волны $\psi^{(1)}$. На рис. 6*в* ситуация противоположная — регистрируемая интенсивность волны $\psi^{(1)}$ больше интенсивности волны $\psi^{(2)}$.

¹⁾ На рис. 5 оси y и z слегка повернуты вокруг оси x по сравнению с рис. 3 в работе [10], чтобы соответствовать системе координат всей установки (см. рис. 4). Измерения поляризации проводились именно в этой системе координат.

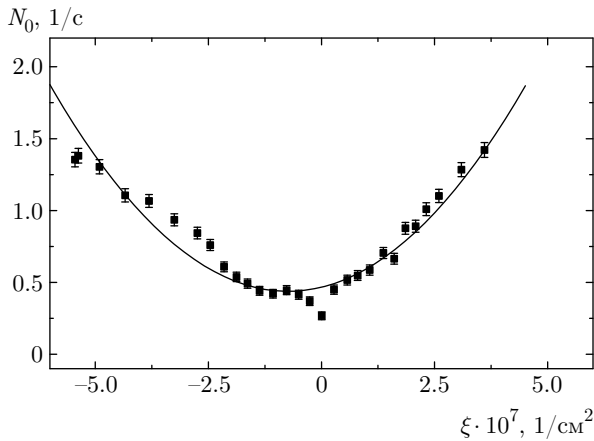


Рис. 7. Экспериментальная зависимость интенсивности продифрагировавших нейтронов от параметра ξ квадратичной деформации при $\theta_B = 82^\circ$. Сплошная линия — результат подгонки экспериментальных данных

5. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 7 показана зависимость интенсивности продифрагировавших нейтронов от величины квадратичной деформации, когда $d = d_0(1 + \xi z^2)$. Рост интенсивности с увеличением параметра деформации связан с увеличением кривизны траекторий Като. При увеличении кривизны фокусироваться (т. е. давать вклад в увеличение интенсивности этого типа нейтронных волн) могут новые траектории с увеличивающимися углами наклона θ , которые могут превысить $\arctg(H/2L)$, в принципе, вплоть до θ_B , см. рис. 3 (т. е. могут фокусироваться нейтроны, падающие на кристалл под углами в пределах практически всей брэгговской ширины). Дефокусироваться (что приводит к уменьшению интенсивности волн соответствующего типа) могут лишь траектории из области $\theta \leq \arctg(H/2L)$ (т. е. только нейтроны, падающие на кристалл под углами в пределах малой доли $H/(2L \operatorname{tg} \theta_B)$ брэгговской ширины).

На рис. 8 приведен пример зависимости поляризации продифрагировавшего пучка от величины квадратичной деформации кристалла ξ .

Следует отметить, что весь диапазон деформаций (см. рис. 8) соответствует разнице температур между центром кристалла и его краями, равной $\Delta T \approx \pm 2$ К. Таким образом, уже небольшая деформация кристалла, соответствующая $\Delta T \approx 0.5$ К на всю длину кристалла, равную 14 см, приводит к изменению знака конечной поляризации пучка, т. е. к фокусировке в центре одной и полной дефокусировке второй блоховских волн, в результате чего последняя выходит из кристалла через его торцы и останавливается поглотителями.

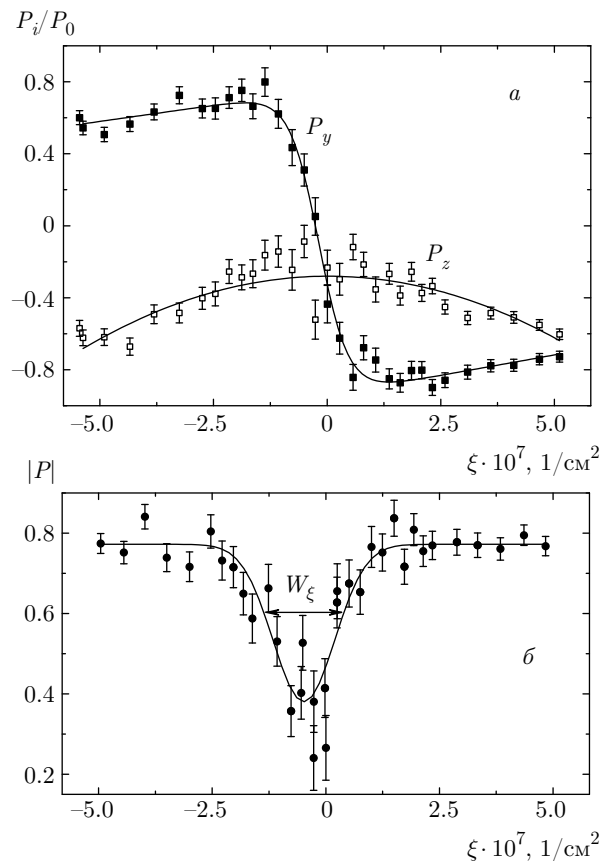


Рис. 8. Поляризация продифрагировавшего пучка в зависимости от величины деформации кристалла ξ для угла $\theta_B = 82^\circ$: а — компоненты поляризации P_y и P_z ; б — модуль вектора поляризации $|P|$. Сплошные линии — результат подгонки

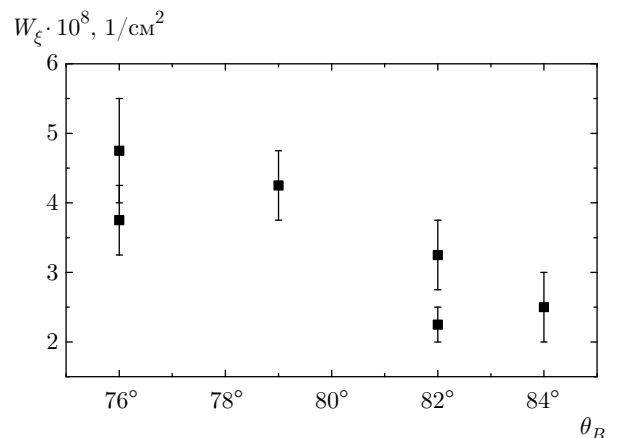


Рис. 9. Зависимость ширины линии W_ξ , изображенной на нижнем графике рис. 8, т. е. ширины зоны деполаризации пучка, от угла дифракции θ_B

Кроме того, видно, что существенная деполяризация пучка присутствует в очень небольшом диапазоне деформаций (имеется в виду ширина линии на рис. 8б). Остаточная поляризация в отсутствие деформации возникает из-за неточности поворота спина на угол $\pm\pi/2$, поскольку в кристалле распространяются не только волны, соответствующие точному выполнению условия Брэгга. Зависимость диапазона деформаций (ширины W_ξ линии), где происходит деполяризация пучка, т. е. где интенсивности двух блоховских волн сравнимы по величине, от угла дифракции θ_B показана на рис. 9. Как и следовало ожидать, ширина линии деполяризации уменьшается с увеличением угла Брэгга.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе впервые экспериментально исследован эффект поворота спина нейтрона при дифракции по Лауэ в нецентросимметричном слабодеформированном прозрачном для нейтронов кристалле за счет швингеровского взаимодействия магнитного момента нейтрона с электрическим внутрикристаллическим полем в зависимости от степени и характера деформации кристалла.

Развита методика контролируемого деформирования совершенного монокристалла с помощью создания в нем градиента температуры. Показано, что малым изменением деформации (градиента температур) кристалла можно эффективно управлять поляризацией продифрагировавших пучков (прямого и отраженного) нейтронов (например, при определенной толщине кристалла можно изменять ее знак). Тем самым реализована новая возможность определять электрические внутрикристаллические поля, действующие на нейтрон в кристаллах без центра симметрии, путем измерений одной из компонент спина в направлении, перпендикулярном первоначальной поляризации пучка, а также воз-

можность управлять этими полями в экспериментах по изучению фундаментальных свойств нейтрона.

Авторы выражают благодарность персоналу реактора ВВР-М (ПИЯФ, Гатчина). Работа поддержана Министерством образования и науки Российской Федерации (3.3838.2017/4.6).

ЛИТЕРАТУРА

1. П. Хирш, А. Хови, Р. Николони и др., *Электронная микроскопия тонких кристаллов*, Мир, Москва (1968).
2. В. Л. Алексеев, Е. Г. Лапин, Е. К. Леушкин и др., *ЖЭТФ* **94**(8), 371 (1988).
3. В. Л. Алексеев, В. В. Воронин, Е. Г. Лапин и др., *ЖЭТФ* **96**, 1921 (1989).
4. V. L. Alexeev, V. V. Fedorov, E. G. Lapin et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **284**, 181 (1989).
5. В. В. Воронин, Е. Г. Лапин, С. Ю. Семенихин и др., *Письма в ЖЭТФ* **72**, 445 (2000).
6. V. V. Fedorov, E. G. Lapin, S. Yu. Semenikhin et al., *Physica B* **297**(1–4), 293 (2001).
7. В. В. Федоров, В. В. Воронин, Е. Г. Лапин и др., *Письма в ЖТФ* **21**(21), 50 (1995).
8. V. G. Baryshevskii and S. V. Cherepitsa, *Phys. Stat. Sol. (b)* **128**, 379 (1985).
9. V. V. Fedorov, E. G. Lapin, S. Yu. Semenikhin et al., *Int. J. Mod. Phys. A* **23**, 1435 (2008).
10. В. В. Воронин, В. В. Федоров, С. Ю. Семенихин и др., *Письма ЖЭТФ* **106**, 463 (2017).
11. N. Kato, *J. Phys. Soc. Jpn.* **19**, 971 (1964).
12. А. А. Блистанов, В. С. Бондаренко, Н. В. Переломова и др., *Акустические кристаллы*, под ред. М. П. Шаскольской, Наука, Москва (1982).