

Эффект вращения спина нейтрона при дифракции по Лауэ в деформированном прозрачном кристалле без центра симметрии

В. В. Воронин^{+*×}, В. В. Федоров^{+*×}, С. Ю. Семенихин^{+*1)}, Я. А. Бердников^{*}

⁺ Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова НИЦ “Курчатовский институт”, 188300 Гатчина, Россия

^{*} Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251 Санкт-Петербург, Россия

[×] Санкт-Петербургский государственный университет, 199034 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 18 августа 2017 г.

После переработки 6 сентября 2017 г.

Экспериментально исследован эффект поворота спина нейтрона при дифракции по Лауэ в нецентросимметричном слабдеформированном прозрачном для нейтронов кристалле. Эффект возникает за счет двух явлений: взаимодействия магнитного момента движущегося нейтрона с внутрикристаллическим электрическим полем кристалла и искривления траекторий нейтрона в деформированном кристалле, приводящему к неравенству на выходе из кристалла амплитуд двух волн, возбуждаемых при дифракции по Лауэ, которые распространяются в кристалле в противоположных электрических полях.

DOI: 10.7868/S0370274X17190122

1. Введение. Из динамической теории дифракции следует, что распространение нейтрона в кристалле в направлениях, близких к брэгговским, можно описать двумя типами блоховских волн $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$, которые представляют собой две ортогональные суперпозиции прямой и отраженной кристаллографическими плоскостями волн с волновыми векторами \mathbf{k} и $\mathbf{k} + \mathbf{g}$ [1]. Они формируются в результате взаимодействия нейтрона с периодическим ядерным потенциалом системы кристаллографических плоскостей (характеризуемых вектором обратной решетки \mathbf{g} , направленным перпендикулярно плоскостям и равным по модулю $|\mathbf{g}| \equiv g = 2\pi/d$). При точном выполнении условия Брэгга это – симметричная и антисимметричная комбинации прямой и отраженной волн, которые распространяются вдоль кристаллографических плоскостей, причем в состоянии $\psi^{(1)}$ нейтроны сконцентрированы преимущественно в максимумах ядерного потенциала кристалла, а в состоянии $\psi^{(2)}$ – в его минимумах. В симметричной схеме дифракции по Лауэ в этом случае обе блоховские волны возбуждаются с одинаковой амплитудой. При отклонении от условия Брэгга нарушается равенство амплитуд прямой и отраженной волн в состояниях $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$, что приводит к изменению направления распространения (плотности тока) нейтронов в этих состояниях (рис. 1). В силу малости используемых далее отклонений от условия Брэгга, изменением амплитуд самих состояний $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$ можно

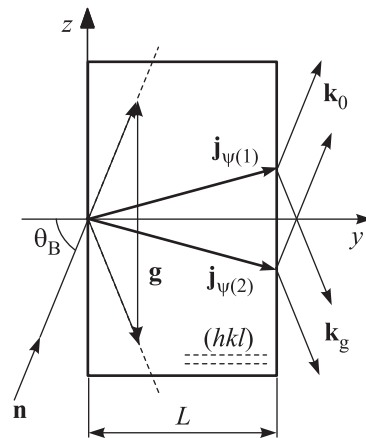


Рис. 1. Симметричный случай дифракции по Лауэ в ограниченном недеформированном кристалле. Нейтроны падают на кристалл под некоторым углом, отличным в пределах брэгговской (дарвиновской) ширины от угла Брэгга. $\mathbf{j}_{\psi^{(1)}}$ и $\mathbf{j}_{\psi^{(2)}}$ – направления распространения плотности потока нейтронов (“траектории Като” [9]) для двух типов блоховских волн

пренебречь. В кристалле без центра симметрии для некоторых кристаллографических плоскостей положения максимумов электрического потенциала смещены относительно максимумов ядерного потенциала. По этой причине нейтроны в состояниях $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$ могут оказаться в сильных (10^8 – 10^9 В/см) межплоскостных электрических полях противоположного знака $\pm \mathbf{E}_g$, направленных вдоль вектора \mathbf{g} [2–4].

¹⁾ e-mail: semenikhin_sy@pnpi.nrcki.ru

В движущейся системе отсчета, связанной с нейтроном, на нейтроны в разных состояниях будут действовать “швингеровские” магнитные поля противоположного знака $\mathbf{H}_g^S = \pm[\mathbf{E}_g \times \mathbf{v}]/c$, где \mathbf{v} – скорость нейтрона в кристалле вдоль кристаллографических плоскостей, c – скорость света, так что спины (магнитные моменты) нейтронов в состояниях $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$ будут прецессировать вокруг направления \mathbf{H}_g^S в противоположные стороны. В результате, при дифракции по Лауэ нейтронов со спинами, первоначально ориентированными перпендикулярно швингеровскому магнитному полю, т.е. в плоскости дифракции, после прохождения кристалла у одной половины спины повернутся на угол ϕ_S , а у другой на угол $-\phi_S$:

$$\phi_S = 2\mu_n \frac{eE_g L}{m_p c^2}, \quad (1)$$

где $\mu_n = -1.9$ – магнитный момент нейтрона в ядерных магнетонах, L – толщина кристалла, m_p – масса протона, что приведет к деполяризации продифрагировавших пучков [5, 6] (как прямого, так и отраженного, см. рис. 1).

При некоторой толщине кристалла L_0 , при которой спины нейтрона поворачиваются на прямой угол в противоположные стороны, произойдет полная деполяризация прошедших через кристалл нейтронов, первоначально поляризованных перпендикулярно вектору \mathbf{H}_g^S . Если нейтроны поляризованы вдоль этого вектора, их поляризация не изменится после прохождения кристалла. Для системы плоскостей (110) кристалла α -кварца при точном выполнении условия Брэгга имеем $L_0 \approx 3.5$ см. Отклонение от условия Брэгга приводит к уменьшению электрического поля, действующего на нейтрон и, следовательно, к увеличению L_0 . Таким образом, равенство интенсивностей двух волн, $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$, приводит к деполяризации пучка, но не к повороту спина. Чтобы появился поворот спина, нужно тем или иным способом создать на выходе из кристалла неравенство амплитуд блоховских волн. Одна из таких возможностей – поворот спина в поглощающем кристалле за счет разного поглощения в кристалле волн $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$ (эффект Бормана) – обсуждалась в работе [7]. Эффект поворота спина нейтрона при дифракции по Лауэ в прозрачном нецентросимметричном кристалле был ранее обнаружен в тестовом эксперименте [8] по поиску электрического дипольного момента (ЭДМ) нейтрона дифракционным методом. В работе измерялась компонента поляризации спина нейтрона, параллельная \mathbf{H}_g^S , которая появляется в результате дополнительного поворота спина нейтрона за счет взаимодействия его ЭДМ с электрическим полем нецентросимметричного кристалла. Поворот же

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 этого эффекта, предложен новый способ, использующий контролируемую деформацию кристалла, который позволяет не только получить сам эффект поворота спина, но и возможность управлять как его значением так и знаком, за счет выделения волны $\psi^{(1)}$ или $\psi^{(2)}$, в зависимости от знака параметра деформации кристалла.

2. Дифракция нейтрона в деформированном кристалле. Суть явления заключается в следующем. Направление нейтронного потока в деформированном кристалле можно описать при помощи “траекторий Като” [9], которые представляют собой кривые, касательные к которым направлены вдоль плотности тока в каждой точке кристалла (см. рис. 1).

В недеформированном кристалле “траектории Като” – прямые линии, наклон которых определяется отклонением от точного условия Брэгга. Кривизна же траекторий в кристалле зависит от степени деформации кристалла, которую можно описать “силой Като”. Так что траектория Като нейтрона в кристалле будет задаваться уравнением:

$$\frac{\partial^2 z}{\partial y^2} = \pm \frac{\tan \theta_B}{m_0} f_K(y, z), \quad (2)$$

где $f_K(y, z)$ – сила Като:

$$f_K(y, z) = \frac{k_0}{4 \cos \theta_B} \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c_0} \frac{\partial}{\partial y} \right) \alpha(y, z), \quad (3)$$

где k_0 – размер волнового вектора нейтрона в кристалле, θ_B – угол Брэгга, $c_0 = \tan \theta_B$,

$$\alpha(y, z) = \frac{|\mathbf{k}_0 + \mathbf{g}|^2 - k_0^2}{k_0^2} = \frac{g^2 + 2(\mathbf{k}_0 \mathbf{g})}{k_0^2} \quad (4)$$

– параметр отклонения от точного условия Брэгга. 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 градиента межплоскостного расстояния траектории нейтронов в кристалле будут описываться уравнением, см., например, [2]:

$$\frac{\partial^2 z}{\partial y^2} = \pm \frac{c_0^2}{m_0} \pi g \zeta, \quad (5)$$

где $m_0 \equiv 2dF_g/V_c$ – “масса” Като, F_g – структурная амплитуда рассеяния нейтрона кристаллической ячейкой, V_c – объем кристаллической ячейки, d – межплоскостное расстояние, $g = 2\pi/d$ – размер вектора обратной решетки, ζ – параметр, характеризующий деформацию кристалла ($d = d_0(1 + \zeta z)$), знак \pm в (5) отвечает двум разным блоховским волнам, возбуждаемым в кристалле.

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

$$f_K = c_0 \frac{2\pi\xi z}{d}, \quad (6)$$

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. Таким образом, волны одного типа будут фокусироваться, а второго, наоборот, дефокусироваться, что приведет к различию в их интенсивностях на задней грани кристалла. Причем, если мы изменим знак параметра деформации, то волны поменяются местами. В нецентросимметричном кристалле эти две волны будут находиться в противоположных электрических и, соответственно, швингеровских магнитных полях. Спины нейтрона для них будут вращаться в противоположные стороны, и после прохождения кристалла кварца толщиной $L_0 = 3.5$ см для плоскости (110) эти спины будут направлены противоположно. Таким образом, изменение знака параметра деформации кристалла должно привести к изменению спинового состояния прошедшей через кристалл продифрагировавшей волны.

Кроме этого, нетрудно видеть, что правая часть уравнения (5) пропорциональна $\tan^2 \theta_B$. Эта величина может достигать значений $\sim (10-30)$ при $\theta_B \sim (84^\circ-88^\circ)$, и, таким образом, влияние малых деформаций на траекторию нейтрона может быть усилено на 2–3 порядка величины в сравнении с обычными углами дифракции ($\theta_B \sim 45^\circ$).

3. Эксперимент. 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 продифрагировавшем пучке нейтронов. Принципиальная схема узла кристалла показана на рис. 2. Размер кристалла кварца $140 \times 35 \times 140$ мм, рабочая плоскость (110). На торцах кристалла размещены поглотители и элементы Пельтье, которые и создают требуемое распределение температур, т.е. межплоскостных расстояний, по кристаллу. Напомним, что коэффициент теплового расширения кварца в направлении

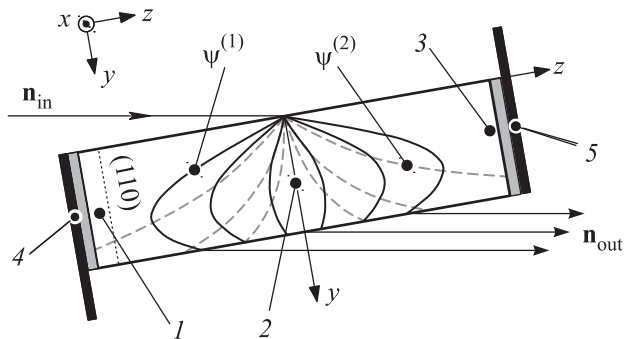


Рис. 2. Схема узла кристалла: 1, 2, 3 – точки измерения температуры кристалла; 4, 5 – элементы Пельтье с поглотителями; \mathbf{n}_{in} , \mathbf{n}_{out} – направления падающих и продифрагировавших нейтронов соответственно. Внутри кристалла сплошной линией показаны траектории фокусированной волны $\psi^{(1)}$, пунктирной – дефокусированной $\psi^{(2)}$

вектора обратной решетки плоскости (110) составляет $1.3 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ [10]. Направлением токов в элементах Пельтье можно было создавать как линейное, так и квадратичное распределения температур по кристаллу. Контроль температуры осуществлялся на торцах и в центре кристалла. Электрическое поле кристалла направлено вдоль вектора обратной решетки, т.е. вдоль оси z , соответственно швингеровское магнитное поле направлено вдоль оси y .

Магнитное поле в районе установки кристалла было $\ll \mathbf{H}_g^S$, поэтому им можно пренебречь. Экспериментальная установка была оснащена системой 3-х мерного анализа поляризации. Для исследования эффекта вращения спина вектор начальной поляризации был направлен вдоль оси z , т.е. перпендикулярно швингеровскому магнитному полю \mathbf{H}_g^S , а измерялись компоненты вдоль осей z и x .

На рис. 2 внутри кристалла сплошной линией показаны траектории фокусированной волны $\psi^{(1)}$, а пунктирной – дефокусированной $\psi^{(2)}$ для случая, когда градиент направлен от центра кристалла к его краям. Значение среднего градиента по температуре $\sim 10^{-3} \text{ K/см}$. Расчеты проводили для дифракции на плоскости (110) кристалла α -кварца с размерами $140 \times 35 \times 140$ мм и угле Брэгга $\theta_B = 86^\circ$. Из рис. 2 следует, что даже при малых деформациях потоки нейтронов для двух волн смещаются на выходной поверхности кристалла на несколько сантиметров. Данные расчеты согласуются с полученными экспериментальными данными.

На рис. 3 приведен пример зависимости поляризации продифрагировавшего пучка от квадратичной ($d = d_0(1 + \xi z^2)$) деформации кристалла. Видно, что уже небольшая деформация кристалла приводит к изменению знака конечной поляризации пучка, т.е. к

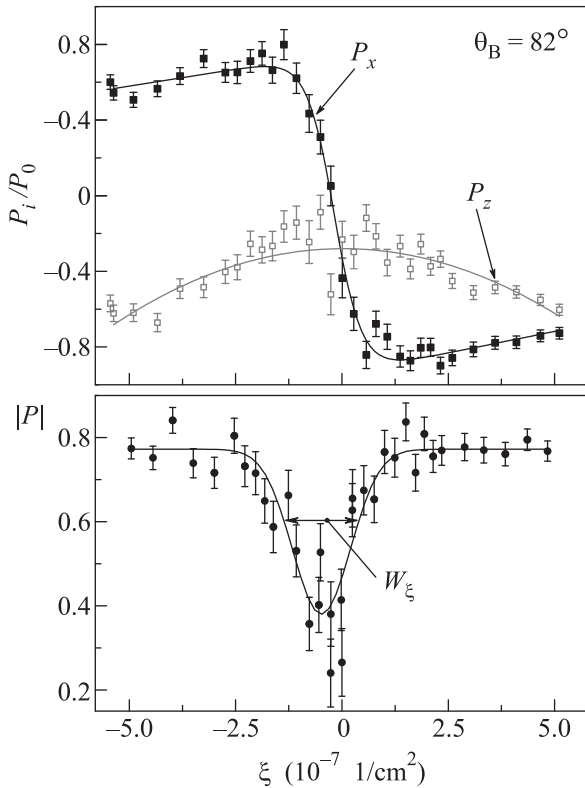


Рис. 3. Поляризация продифрагировавшего пучка в зависимости от деформации кристалла ξ . (а) – x и z компоненты поляризации, (б) – модуль вектора поляризации

фокусировке одной и полной дефокусировке второй блоховской волны и выходу ее из кристалла через торцы на поглотители. Характерное значение деформации ξ , необходимой для изменения знака поляризации, находится на уровне 10^{-7} см^{-2} , что в условиях используемого кристалла соответствует разнице температур между точками 1 и 2, см. рис. 2, равной 0.2 К. Кроме этого, видно, что существенная деполяризация пучка присутствует в очень небольшом диапазоне деформаций, имеется в виду ширина линии W_ξ на нижнем графике рис. 3. Остаточная поляризация при отсутствии деформации возникает из-за неточности поворота спина на $\pm\pi/2$, вызванного тем, что в кристалле распространяются не только волны, соответствующие точному выполнению условия Брэгга.

4. Заключение. В настоящей работе впервые экспериментально исследован эффект поворота спина нейтрона при дифракции по Лауэ в нецентросимметричном слабдеформированном 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, по результатам измерений компоненты спина в направлении, перпендикулярном первоначальной поляризации пучка, а также возможность управлять этими полями в экспериментах по изучению фундаментальных свойств нейтрона.

Авторы выражают благодарность персоналу реактора ВВР-М (ПИЯФ, Гатчина) за усилия по поддержанию его работоспособности. Результаты были получены в рамках выполнения государственного задания Минобрнауки России 3.3838.2017/4.6.

1. П. Хирш, А. Хови, Р. Николсон, Д. Пэшли, М. Уэлан, *Электронная микроскопия тонких кристаллов*, Издательство "Мир", Москва (1968) [P. V. Hirsch, A. Howie, R. B. Nicholson, D. W. Pashley, and M. J. Whelan, *Electron microscopy of thin crystals*, Butterworths, London (1965)].
2. В. Л. Алексеев, Е. Г. Лапин, Е. К. Леушкин, В. Л. Румянцев, О. И. Сумбаев, В. В. Федоров, *ЖЭТФ* **94**, 371 (1988).
3. В. Л. Алексеев, В. В. Воронин, Е. Г. Лапин, Е. К. Леушкин, В. Л. Румянцев, О. И. Сумбаев, В. В. Федоров, *ЖЭТФ* **96**, 1921 (1989).
4. V. L. Alexeev, V. V. Fedorov, E. G. Lapin, E. K. Leushkin, V. L. Rumiantsev, O. I. Sumbaev, and V. V. Voronin, *Nucl. Instr. and Meth. A* **284**, 181 (1989).
5. В. В. Воронин, Е. Г. Лапин, С. Ю. Семенихин, В. В. Федоров, *Письма в ЖЭТФ* **72**, 445 (2000).
6. V. V. Fedorov, E. G. Lapin, S. Yu. Semenukhin, V. V. Voronin, *Physica B* **B297**, 293 (2001).
7. V. G. Baryshevskii and S. V. Cherepitsa, *Phys. Stat. Sol. B* **128**, 379 (1985).
8. V. V. Fedorov, E. G. Lapin, S. Yu. Semenukhin, V. V. Voronin, E. Lelièvre-Berna, V. Nesvizhevsky, A. Petoukhov, T. Soldner, and F. Tasset, *Int. J. Mod. Phys. A* **23**, iss.9, 1435 (2008).
9. N. Kato, *J. Phys. Soc. of Jpn* **19**(6), 971 (1964).
10. А. А. Блистанов, В. С. Бондаренко, Н. В. Переломова, Ф. Н. Стрижевская, В. В. Чкалова, М. П. Шаскольская. *Акустические кристаллы*, под ред. М. П. Шаскольской, Издательство "Наука", М. (1982).