

# Дифракционное усиление эффекта Штерна–Герлаха для нейтрона в кристалле

В. В. Воронин<sup>+\*×</sup>, С. Ю. Семенихин<sup>+\*1)</sup>, Д. Д. Шапиро<sup>+×</sup>, Ю. П. Брагинец<sup>+\*</sup>, В. В. Федоров<sup>+\*×</sup>,  
В. В. Несвижевский<sup>o2)</sup>, М. Джентшел<sup>o2)</sup>, А. Иоффе<sup>∇2)</sup>, Я. А. Бердников<sup>+</sup>

<sup>+</sup> Федеральное государственное бюджетное учреждение “Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константина  
Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”, 188300 Гатчина, Россия

<sup>\*</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251 С.-Петербург, Россия

<sup>×</sup> Санкт-Петербургский государственный университет, 199034 С.-Петербург, Россия

<sup>o</sup> Institut Laue-Langevin, 38042 Grenoble, France

<sup>∇</sup> Jülich Centre for Neutron Science JCNS, Forschungszentrum Jülich GmbH, MLZ, 85747 Garching, Germany

Поступила в редакцию 23 сентября 2019 г.  
После переработки 27 сентября 2019 г.  
Принята к публикации 27 сентября 2019 г.

Измерено пространственное расщепление пучка неполяризованных нейтронов на две спиновые компоненты в неоднородном магнитном поле (аналог эксперимента Штерна–Герлаха) при дифракции по Лауэ в кристалле и углах Брэгга  $\theta_B$ , близких к прямому. Измерения проводились при малых градиентах магнитного поля и углах  $\theta_B = (78 - 82)^\circ$ . Величина пространственного расщепления пучка на пролетной базе 21.8 см достигла  $4.1 \pm 0.1$  см (при максимальных градиенте  $\sim 1.5$  Гс/см и угле дифракции  $82^\circ$ ). В отсутствие кристалла расщепление составило бы  $\sim 3.8 \cdot 10^{-7}$  см при таких же расстоянии и градиенте. Экспериментальное значение коэффициента усиления составило  $\sim 10^5 \tan^2 \theta_B$ , что согласуется с теорией.

DOI: 10.1134/S0370274X1921001X

**1. Введение.** В рамках подготовки эксперимента по проверке принципа эквивалентности для нейтронов кристалл-дифракционным методом [1] проведено исследование дифракционного усиления малых воздействий на нейтрон при углах дифракции, близких к прямому. Измерено пространственное расщепление нейтронного пучка на два с противоположными направлениями спина в слабом градиенте магнитного поля ( $\sim 1.5$  Гс/см) при дифракции по Лауэ в кристалле (аналог эксперимента Штерна–Герлаха).

В эксперименте используется двух-кристалльная схема, показанная на рис. 1. Внешняя сила  $\pm F_w$ , действующая на дифрагирующий нейтрон в кристалле, немного изменяет направление его движения (и/или длину волны), т.е. параметр отклонения от условия Брэгга и, соответственно, изменяет амплитуды прямой и отраженной кристаллографическими плоскостями волн в кристалле. Результатом является существенное изменение направления нейтронного тока в кристалле и искривление нейтронной “траектории Като” [2], что приводит к пространственному сдвигу

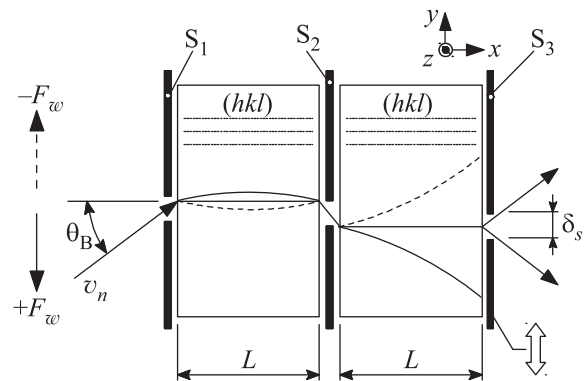


Рис. 1. Двух-кристалльная схема эксперимента с прямой коллимацией пучка нейтронов (вид сверху)

нейтронного пучка на выходной грани второго кристалла. Для выделения нейтронов с заданным параметром отклонения от условия Брэгга (траекторий Като) нейтронный пучок коллимируется при помощи двух щелей  $S_1, S_2$  на первом и втором кристаллах. Для измерения пространственного распределения нейтронов в пучке на выходной поверхности второго кристалла, последняя сканируется щелью  $S_3$ .

<sup>1)</sup> e-mail: semenikhin\_sy@pnpi.nrcki.ru

<sup>2)</sup> V. V. Nesvizhevsky, M. Jentschel, A. Ioffe.

На рисунке 1 сплошными и пунктирными линиями показаны траектории Като нейтронов с противоположными проекциями спина в “слабопоглощающих” кристаллом состояниях, отвечающих одной из двух ветвей дисперсионной поверхности нейтрона в кристалле. В условиях эксперимента (большая толщина кристалла и большие углы Брэгга), нейтроны в состояниях, принадлежащих другой ветви, практически полностью поглощаются кристаллом кремния [3] за счет эффекта Бормана и соответствующие траектории Като исчезают.

Эффект дифракционного усиления отклонения направления нейтрона внутри кристалла хорошо известен [4] и может достигать  $\sim (10^5 - 10^6)$ . Однако имеется коэффициент усиления, связанный с большими углами дифракции, близкими к  $90^\circ$ , и пропорциональный  $\tan^2 \theta_B$ . Его появление обусловлено тем, что величина эффекта определяется не полной скоростью нейтрона  $v_n$  (рис. 1), а ее составляющей вдоль кристаллографических плоскостей  $v_{||} = v_n \cos \theta_B$  [5, 6]. При увеличении угла дифракции время пребывания нейтрона в кристалле растет пропорционально величине  $\tan \theta_B$  [7]. Таким образом, появляется новая возможность усиления воздействия внешних сил на дифрагирующий нейтрон.

Основной особенностью данного эксперимента является его высокая чувствительность к внешним силам, действующим на нейтрон в кристалле. Величина силы  $F_w$ , необходимой для смещения пучка нейтронов на выходе из второго кристалла на величину ширины щели  $\delta_s$ , равна [8]:

$$F_w = \frac{m_0 d}{\pi \tan^2 \theta_B} \cdot \frac{E_n}{L^2} \cdot \delta_s \equiv \frac{1}{K_e} \cdot \frac{E_n}{L^2} \cdot \delta_s, \quad (1)$$

где  $K_e$  – полный коэффициент дифракционного усиления,  $(E_n \delta_s)/L^2$  – сила, перпендикулярная направлению движения частицы, необходимая для ее смещения на  $\delta_s$  в вакууме,  $m_0 \equiv 2F_g d/V$  – “масса Като”,  $V$  – объем элементарной ячейки кристалла  $F_g$  – структурная амплитуда рассеяния нейтрона элементарной ячейкой,  $d$  – межплоскостное расстояние,  $E_n$  – энергия нейтрона,  $\theta_B$  – угол Брэгга,  $L$  – толщина одного кристалла.

Для плоскости кристалла кремния (220) с межплоскостным расстоянием  $d = 1.92 \text{ \AA}$ , используемой в эксперименте, при  $m_0 = 774.4 \text{ см}^{-1}$ , значение дифракционного коэффициента усиления составляет:

$$K_e^{(220)} = \frac{\pi \tan^2 \theta_B}{m_0 d} = 2.1 \cdot 10^5 \cdot \tan^2 \theta_B \quad (2)$$

и достигает величины  $1.1 \cdot 10^7$  для максимального угла Брэгга  $82^\circ$  в эксперименте.

## 2. Схема экспериментальной установки.

Эксперимент проведен в 2018 г. на пучке холодных нейтронов PF1b [9] в Институте Лауэ-Ланжевена (Гренобль, Франция). Некоторые важные элементы экспериментальной установки были сконструированы в рамках государственной задачи Министерства образования и науки Российской Федерации (# 3.3838.2017/4.6).

Схема установки показана на рис. 2. В начале пучок неполяризованных нейтронов 1 попадает на

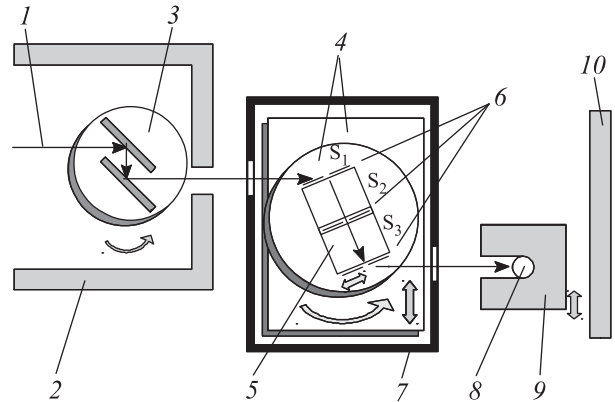


Рис. 2. Схема установки (вид сверху): 1 – пучок нейтронов; 2 – каземат; 3 – двух-кристальный монохроматор; 4 – механизм перемещения кристалла с поворотным столиком; 5 – рабочий монокристалл кремния; 6 – коллимирующие ( $S_1, S_2$ ) и сканирующая ( $S_3$ ) щели; 7 – термостат; 8 – детектор; 9 – защита детектора; 10 – поглотитель пучка

монохроматор 3, расположенный в каземате 2. Монохроматор уменьшает поток нейтронов, падающих на рабочий кристалл 5, а также уменьшает общий нейтронный фон. Монохроматор установлен на поворотном столике и состоит из двух кристаллов пиролитического графита (PG) с параллельными друг другу плоскостями отражения (002) и межплоскостным расстоянием  $d_{PG} = 3.35 \text{ \AA}$ . Длина волны отражаемых нейтронов настраивается при помощи поворотного столика в диапазоне  $\lambda = (3.5 - 3.9) \text{ \AA}$ . Мозаичность кристаллов монохроматора  $\sim 0.9^\circ$ . Степень монохроматизации при этом составляет  $\Delta\lambda/\lambda \sim 10^{-2}$ .

Сформированный монохроматором пучок нейтронов попадает на входную поверхность рабочего кристалла монокристаллического кремния 5 с размерами  $130 \times 130 \times 218 \text{ мм}^3$ . В эксперименте используется плоскость отражения (220) с межплоскостным расстоянием  $d = 1.92 \text{ \AA}$ . Степень совершенства монокристалла кремния составляет  $\Delta d/d \sim 10^{-7}$  по всему объему кристалла. Для получения двух-кристалльной

схемы (с общим основанием) рабочий кристалл разрезан посередине на глубину 72 мм, толщина разреза 1.6 мм. Сам рабочий кристалл закреплен в кристаллодержателе на поворотном столике механизма перемещения кристалла 4, помещенного внутри термостата с комбинированной (активно-пассивной) тепловой защитой 7. Поворотный столик используется для изменения угла Брэгга  $\theta_B$ . Значение угла  $\theta_B$  контролируется абсолютным оптическим энкодером с точностью 0.03°. Термостат вокруг рабочего кристалла подключен к внешнему жидкостному термостату Julabo F34-HE, что позволяет в условиях пучка PF1b удерживать температуру рабочего кристалла со стабильностью  $\sim 0.01$  К в сутки.

На рабочем кристалле пучок нейтронов коллимируется с помощью двух щелей ( $S_1, S_2$ ), рис. 2. Полученное пространственное распределение нейтронов на выходе рабочего кристалла сканируется подвижной щелью  $S_3$ . Щель  $S_3$  установлена на перемещающемся столике с пьезодвигателем, что практически исключает нагрев кристалла от двигателя внутри термостата. Все щели изготовлены из кадмия толщиной 0.5 мм.

При помощи постоянных магнитов и специально сконструированного магнитопровода (рис. 3) в об-

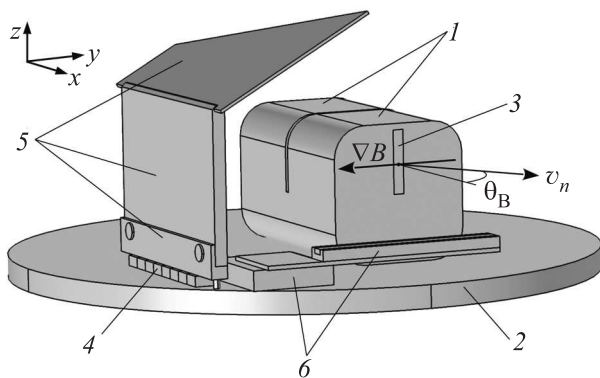


Рис. 3. Схема расположения кристалла и магнитопровода: 1 – монокристалл кремния; 2 – поворотный столик (часть магнитопровода); 3 – область пучка на выходе из кристалла; 4 – постоянные магниты; 5 – магнитопровод; 6 – пьезодвигатель и крепление выходной щели  $S_3$  (щель не показана)

ласти, где расположен рабочий кристалл, создается градиент магнитного поля. В результате на нейтроны со спинами по и против поля будут действовать противоположные силы. К изменению параметра отклонения от условия Брэгга приводят лишь компо-

ненты сил, перпендикулярные плоскостям кристалла вдоль вектора обратной решетки  $\mathbf{g}$  (ось  $y$ ):

$$F_y = \mp \mu \frac{\partial B}{\partial y}, \quad (3)$$

где  $\partial B/\partial y$  – градиент величины магнитного поля в направлении  $y$ , а  $\mu$  – магнитный момент нейтрона. Конструкция магнитопровода позволяет менять количество магнитов 4 или 8 шт., тем самым изменяя величину градиента.

После прохождения через кристалл, нейтроны испытывавшие дифракцию, регистрируются детектором 8 (рис. 2), который окружен защитой 9 от внешнего фонового излучения. Нейтроны, не удовлетворяющие условиям дифракции, попадают в поглотитель пучка 10.

**3. Результаты.** Основные измерения проводились для углов  $\theta_B$  от 78 до 82° при двух величинах градиента магнитного поля, соответствующих установке в магнитопроводе четырех и восьми постоянных магнитов. Минимальные размеры коллимирующих щелей ( $S_1 = 17$  мм,  $S_2 = 15$  мм,  $S_3 = 18$  мм) были выбраны, исходя из условий достаточной статистической точности за ограниченное время эксперимента.

Результаты измерений показаны на рис. 4 и 5. На рисунке 4 изображены распределения интенсивностей нейтронов на выходной поверхности рабочего кристалла при максимальном градиенте магнитного поля для разных углов  $\theta_B$ , где  $N$  – измеряемая интенсивность,  $l_{S_3}$  – положение сканирующей щели  $S_3$ . Точками 1 показаны экспериментальные данные, кривые 2 и 3 – подгоночные кривые (Гаусс) для двух рефлексов с разной проекцией спина, а 4 – их сумма.

Поскольку пучок нейтронов не поляризован, то для разных проекций спина нейтрона рефлексы смещаются в противоположные стороны. Неравенство ширины и амплитуд двух-кристалльных линий (но с сохранением площади под кривой) можно объяснить прохождением части нейтронов через область уже на большом расстоянии (более 15 мм) от центра пучка. Из-за особенности конструкции магнитопровода, на таком расстоянии неоднородность градиента уже значительна.

На рисунке 5 показана зависимость расстояния  $\Delta_{\text{exp}}$  (темные точки) между положениями максимумов двух-кристалльных линий для двух проекций спина от угла  $\theta_B$  (см. кривые 2 и 3 на рис. 4). Из рисунка 5 видно, что при максимальном градиенте для данной конфигурации (8 магнитов) и максимальном угле 82° расщепление составляет  $4.1 \pm 0.1$  см.

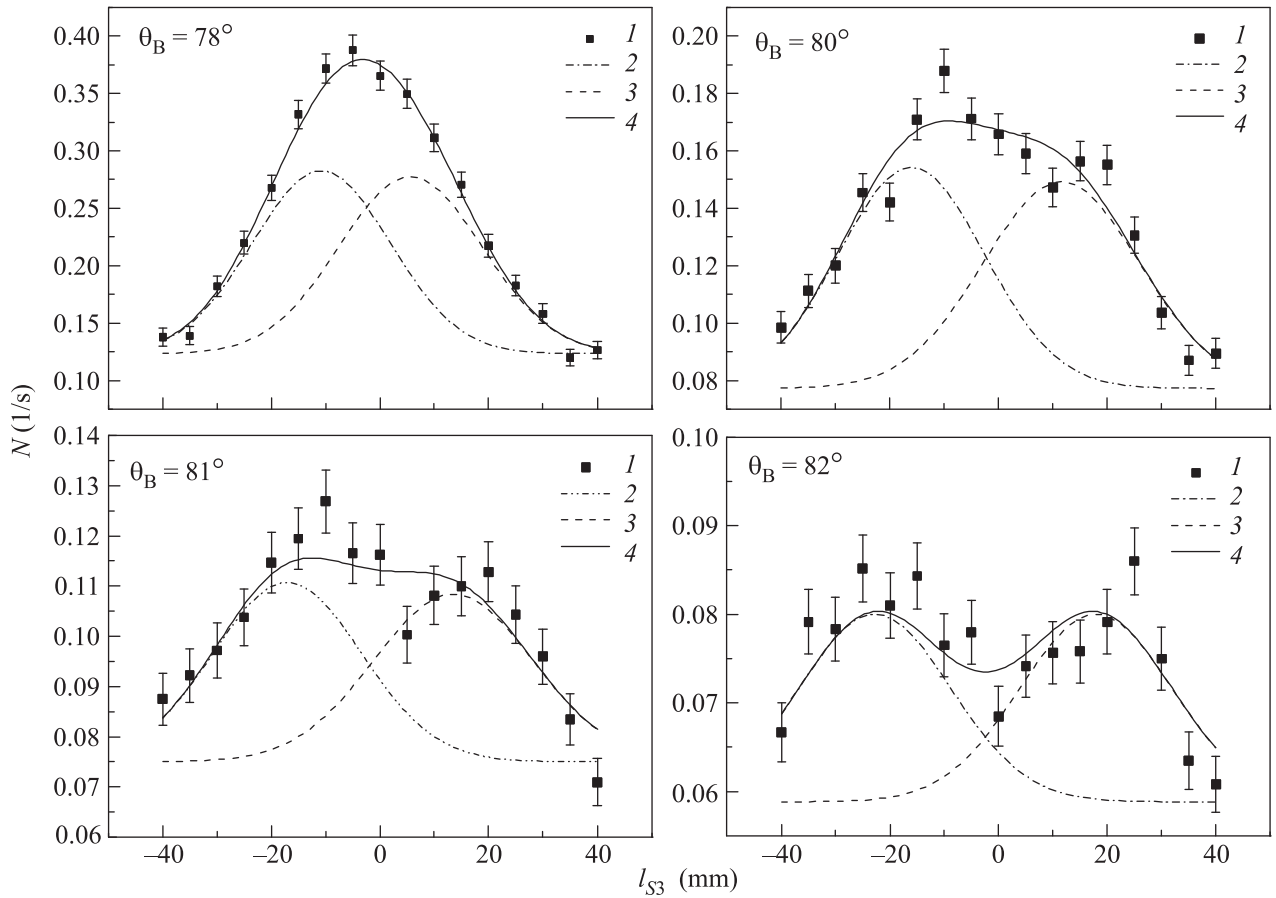


Рис. 4. Распределение интенсивности на выходной поверхности рабочего кристалла при максимальном градиенте магнитного поля в области пучка нейтронов и различных углах дифракции  $\theta_B = (78 - 82)^\circ$ : 1 – экспериментальные данные; 2 и 3 – подгоночные кривые (Гаусс) для двух рефлексов с разной проекцией спина; 4 – их сумма

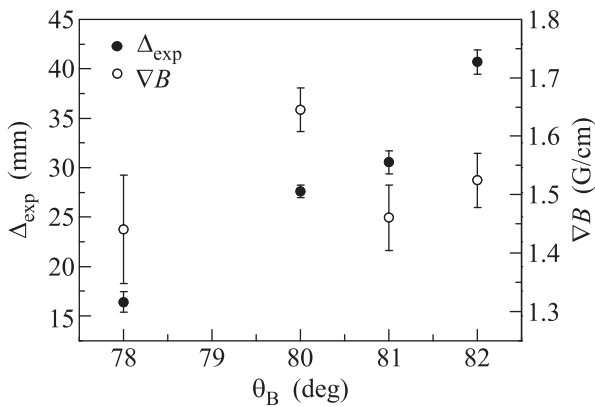


Рис. 5. Расстояние между положениями максимумов двух-кристалльных линий (см. рис. 4) для двух проекций спина (темные точки) и градиент величины магнитного поля (светлые точки) в зависимости от угла  $\theta_B$

Из этих данных, используя формулы (1) и (3), можно получить значения градиента величины магнитного поля (светлые точки на рис. 5):

$$\frac{\partial B}{\partial y} = \frac{E_n}{\mu K_e^{(220)} L^2} \cdot \frac{\Delta_{\text{exp}}}{2}. \quad (4)$$

Среднее значение градиента по пучку в эксперименте при этом составило  $\sim 1.5 \pm 0.1$  Гс/см, что согласуется с измерениями магнитного поля магнитометром по трем точкам на входе и выходе из кристалла.

Для сравнения, пространственное расщепление для нейтронов с длинной волны  $\lambda = 3.8 \text{ \AA}$  (что соответствует углу Брэгга  $82^\circ$ ), свободно летящих в таком же ортогональном градиенте на пролетной базе 21.8 см (полная длина рабочего кристалла), легко вычисляется и составляет  $3.8 \cdot 10^{-7}$  см. Таким образом, измеренное значение коэффициента усиления составило  $K_{\text{exp}} \sim 10^5 \tan^2 \theta_B$ , что хорошо согласуется с теорией.

Настоящая работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований 17-02-00877-а.

Мы благодарны за помощь в проведении эксперимента нашим коллегам В. Беллуччи (V. Bellucci), Р. Каматтари (R. Camattari) и В. Гуиди (V. Guidi) из Dipartimento di Fisica Universita di Ferrara (Италия).

- 
1. V. V. Voronin, V. V. Fedorov, I. A. Kuznetsov, E. G. Lapin, S. Yu. Semenikhin, Yu. P. Braginetz, and E. O. Vezhlev, *Phys. Procedia* **17**, 232 (2011).
  2. N. Kato, *Acta Cryst.* **13**, 349 (1960).
  3. Е. О. Вежлев, В. В. Воронин, И. А. Кузнецов, С. Ю. Семенихин, В. В. Федоров, *Письма в ЖЭТФ* **96**(1), 3 (2012).
  4. A. Zeilinger, C. G. Shull, M. A. Horne, and K. D. Finkelstein, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 3089 (1986).
  5. В. В. Федоров, А. И. Смирнов, *ЖЭТФ* **66**(2), 566 (1974).
  6. C. G. Shull, A. Zeilinger, G. L. Squires, M. A. Horne, D. K. Atwood, and J. Arthur, *Phys. Rev. Lett.* **44**(26), 1715 (1980).
  7. В. В. Воронин, Е. Г. Лапин, С. Ю. Семенихин, В. В. Федоров, *Письма в ЖЭТФ* **71**(2), 110 (2000).
  8. Е. О. Vezhlev, V. V. Voronin, I. A. Kuznetsov, S. Yu. Semenikhin, and V. V. Fedorov, *Phys. Part. Nucl. Lett.* **10**, 357 (2013).
  9. H. Abele, D. Dubbers, H. Häse, M. Klein, A. Knöpfler, M. Kreuz, T. Lauer, B. Märkisch, D. Mund, V. Nesvizhevsky, A. Petoukhov, C. Schmidt, M. Schumann, and T. Soldner, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **562**(1), 407 (2006).