

# Эффект двухкристальной фокусировки

В. В. Воронин<sup>+\*×</sup>, Я. А. Бердников\*, А. Я. Бердников\*, Ю. В. Борисов<sup>+</sup>, Ю. П. Брагинец<sup>+\*</sup>, И. А. Кузнецов<sup>+</sup>,  
М. В. Ласица<sup>+\*</sup>, С. Ю. Семенихин<sup>+1)</sup>, В. В. Федоров<sup>+\*×</sup>, М. Л. Хорина<sup>+\*</sup>

<sup>+</sup> Петербургский институт ядерной физики им. Константина Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 188300 Гатчина, Россия

\* С. Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251 С. Петербург, Россия

× С. Петербургский государственный университет, 199034 С. Петербург, Россия

Поступила в редакцию 14 августа 2015 г.

Исследован эффект двухкристальной фокусировки нейтронов при дифракции по Лауэ на больших совершенных кристаллах кремния. Показано, что эффект фокусировки позволяет достичь углового разрешения лучше  $0.03''$ , что составляет  $\sim 10^{-2}$  от ширины брэгговского отражения. Данное обстоятельство позволяет создать новый ультрапрецизионный метод нейтронной спектроскопии, основанный на методике спин-эхо малоуглового рассеяния нейтронов в комбинации с дифракцией по Лауэ.

DOI: 10.7868/S0370274X15190030

**1. Введение.** Необходимость проведения данных исследований обусловлена готовящимся в настоящее время экспериментом [1] по проверке электронейтральности нейтрона новым методом, основанным на использовании в том числе техники спиновой интерферометрии, реализованной в установках типа SESANS (Spin-Echo Small Angle Neutron Scattering) (см., например, [2]). Принцип работы такого интерферометра описан в [1]. В ней было показано, что в такой постановке эксперимента можно в принципе улучшить современную точность на электрический заряд нейтрона [3]. Однако для этого необходимы большие магнитные поля, что в сочетании с требуемой длиной волны нейтрона в несколько десятков ангстрем и размерами установки в несколько метров делает практически недостижимым выполнение условий на однородность и стабильность магнитного поля. Следует отметить, что повышение точности измерений электрического заряда нейтрона представляет собой крайне сложную задачу. Предпринятые за последние 20 лет попытки улучшить ограничение на электрический заряд нейтрона, например с использованием ультрахолодных нейтронов [4], не дали положительного результата.

**2. Дифракция нейтрона.** Как было показано в [1], рассматриваемый метод можно существенно модифицировать, используя дифракцию по Лауэ в совершенном кристалле. Идея заключается в следующем.

Хорошо известен эффект дифракционного усиления, когда малое изменение направления падающего пучка приводит к значительному отклонению траектории нейтрона внутри кристалла (см. рис. 1). Нейтрон в кристалле изменяет направление движе-

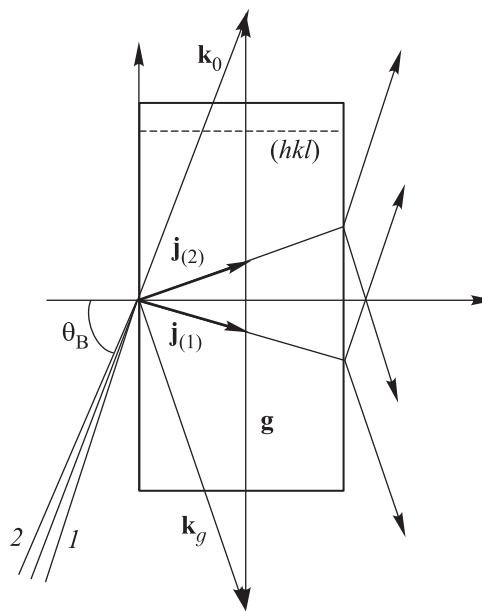


Рис. 1. Симметричная дифракция по Лауэ в совершенном кристалле:  $\mathbf{j}_{(1)}$  и  $\mathbf{j}_{(2)}$  – плотности потоков нейтронов в кристалле для двух направлений падающего пучка, слегка отличающихся в пределах брэгговской (дарвиновской) ширины,  $\mathbf{g}$  – вектор обратной решетки. Здесь для простоты мы рассматриваем одну из двух блоховских волн, возбуждаемых в кристалле

<sup>1)</sup> e-mail: ssy@pnpi.spb.ru

ния на угол  $\Omega$  в несколько десятых градуса при отклонении падающего пучка на угол порядка брэгговской ширины (несколько угловых секунд):

$$\Omega = \Delta\theta \frac{E}{2v_g}, \quad (1)$$

где  $\Delta\theta$  – отклонение направления движения нейтрона от точного условия Брэгга,  $E$  – энергия нейтрона,  $v_g$  – амплитуда  $g$ -гармоники взаимодействия нейтрона с кристаллом. Этот эффект был использован при измерении преломления нейтронов на призме в двухкристальной схеме дифракции [5]. Подобный же эффект наблюдается, если меняется не направление, а энергия нейтрона, т.к. угловое отклонение от условия Брэгга напрямую связано с изменением энергии нейтрона:

$$\Delta\theta = \frac{\Delta E}{2E} \operatorname{tg} \theta_B, \quad (2)$$

где  $\theta_B$  – угол дифракции,  $\Delta E$  – изменение энергии нейтрона. Указанная особенность использовалась в эксперименте по измерению изменения длины волны нейтрона в магнитном поле [6].

В [1] была рассмотрена двухкристальная схема дифракции по Лауэ. В ней два кристалла помещались в магнитные поля противоположного направления. В такой схеме кристаллы служат “усилителями” преломления нейтронной волны на границе магнитного поля. Величина эффекта, обусловленного влиянием внешней силы, действующей на нейтрон, оказывается примерно в  $K_g = E/v_g$  раз больше, чем при использовании стандартной техники SESANS (здесь  $E$  – энергия нейтрона,  $v_g$  – амплитуда  $g$ -гармоники потенциала взаимодействия нейтрона с кристаллом). Значение  $K_g$  для дифракции холодных нейтронов находится на уровне  $\sim 10^5$ , т.к.  $E \sim 10^{-2}$  эВ, а  $v_g \sim 10^{-7}$  эВ.

Вместе с тем для конкретной реализации удобнее использовать схему эксперимента, основанную на эффекте дифракционной фокусировки при дифракции по Лауэ [7]. Соответствующая схема эксперимента показана на рис. 2. В такой геометрии часть интенсивности дважды продифрагировавшего пучка фокусируется на выходной поверхности второго кристалла [8] и распределение интенсивности или, как в рассматриваемом случае, поляризации нейтронов по входной поверхности первого кристалла воспроизводится на выходной поверхности второго кристалла. При этом для каждой траектории нейтрона угол поворота в катушке K1 равен по величине, но противоположен по знаку углу поворота в катушке K2, т.е. суммарный угол поворота равен нулю. Расчет таких катушек применительно к рассматриваемой гео-

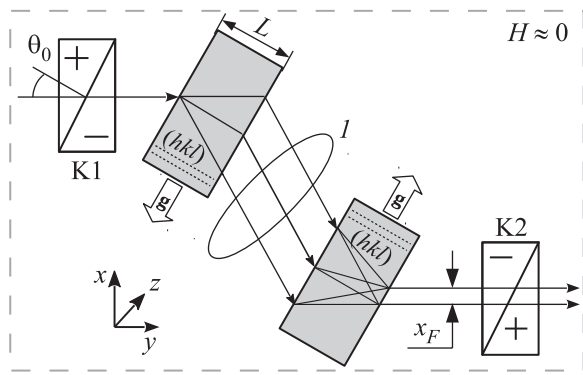


Рис. 2. Идея эксперимента с использованием дифракции нейтронов по Лауэ: K1, K2 – области магнитного поля величины  $B$ , знаки “+”, “–” соответствуют направлениям магнитного поля

метрии сделан в [9]. Наличие внешней силы между кристаллами в рабочей области 1 на рис. 2, приведет к отклонению направления движения нейтрона на некоторый угол и, соответственно, к смещению фокуса по выходной поверхности второго кристалла [8]. Нетрудно показать, что угол поворота спина нейтрона при смещении фокуса на величину  $x$  составит

$$\phi_x = \frac{2\mu B}{\hbar} \frac{2x \operatorname{tg} \theta_0}{v}, \quad (3)$$

где  $v$  – скорость нейтрона,  $B$  – величина магнитного поля в катушках K1 и K2,  $\theta_0$  – угол между направлением скорости нейтрона и нормалью к границе катушки. Если в области 1, произошло отклонение нейтрона на угол  $\alpha$ , то смещение пучка нейтронов по выходной поверхности составит

$$x_\alpha = \frac{\alpha}{\gamma_B} L \operatorname{tg} \theta_B = 2\alpha L \sin^2 \theta_B \frac{E}{v_g}, \quad (4)$$

где  $\gamma_B$  – угловая брэгговская полуширина отражения,  $L$  – толщина кристалла,  $\theta_B$  – угол Брэгга. Действие же внешней силы  $F_n$  на расстоянии  $l$  приведет к изменению направления движения нейтрона на угол  $\alpha = F_n l / (2E)$ , и смещение пучка нейтронов по выходной поверхности второго кристалла составит

$$x_F = \frac{F_n l}{v_g} L \sin^2 \theta_B. \quad (5)$$

Основной проблемой такой схемы является пространственная фокусировка нейтронного пучка. Размытие пучка по выходной поверхности второго кристалла на величину  $\Delta x$  приводит к размытию углов поворота спина нейтрона после прохождения катушки K2 на соответствующую величину  $\Delta\phi$  (см. (3)).

Для наблюдения интерференционной картины необходимо выполнение условия  $\Delta\phi < 2\pi$ .

Физическим пределом пространственного разрешения в двухкристальной схеме дифракции является величина, характеризующая минимальный размер пучка на выходной грани второго кристалла [7]:

$$x_w = \frac{\xi_g \operatorname{tg} \theta_B}{2\pi} = \frac{V}{4F_g d}, \quad (6)$$

где  $\xi_g = \pi V / (2F_g d \operatorname{tg} \theta_B)$  – длина экстинкции,  $V$  – объем элементарной ячейки,  $d$  – межплоскостное расстояние,  $F_g$  – структурная амплитуда. Характерная величина  $x_w$  для дифракции холодных нейтронов лежит в пределах 10–50 мкм. Например, для плоскости (220) кремния  $x_w = 26$  мкм. Такое пространственное разрешение позволило бы использовать магнитные поля  $\sim 1$  кГс. В результате для кристалла кремния длиной 10 см и плоскости (220) при величине электрического поля  $E_0 = 100$  кВ/см в рабочей области 1 (см. рис. 2) протяженностью  $l = 1$  м

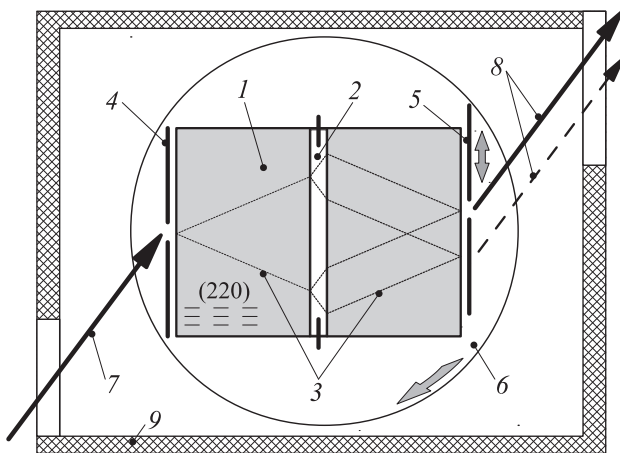


Рис. 3. Схема эксперимента: 1 – монокристалл кремния, 2 – зазор между кристаллами с дополнительной коллимирующей щелью, 3 – пример траектории нейтрона в кристалле, 4 – входная щель, 5 – выходная подвижная щель, 6 – поворотный стол, 7, 8 – налетающий и выходящий пучки нейтронов, 9 – термостат

величина угла поворота спина нейтрона за счет наличия у него электрического заряда составит (см. (3) и (5))

$$\phi_e \simeq 1 \cdot 10^{18} e_n \quad (7)$$

при угле дифракции  $\theta_B = 70^\circ$ . Таким образом, при вполне реалистичной чувствительности к углу поворота спина нейтрона на уровне  $\sigma(\phi_e) \sim 10^{-5}$  можно ожидать чувствительности к заряду нейтрона

$\sim 10^{-23}$  от заряда электрона, что на два порядка снижает существующее ограничение [3].

**3. Эксперимент.** В качестве первого этапа реализации данного проекта было проведено исследование явления дифракционной фокусировки в двухкристальной схеме дифракции по Лауэ. Эксперимент проводился на пучке тепловых нейтронов реактора ВВР-М (ПИЯФ НИЦ КИ, Гатчина). Исследовалась дифракция по Лауэ на кристаллах кремния размерами  $110 \times 110 \times 100$  мм<sup>3</sup> на плоскости (220) ( $d = 1.92$  Å,  $F_g = 32 \cdot 10^{-13}$  см,  $v_g = 5 \cdot 10^{-8}$  эВ). Схема эксперимента показана на рис. 3. Кристалл кремния вместе с поворотной платформой помещался в термостат. Стабильность поддержания температуры кристалла составляла  $10^{-2}$  К/сут. Для снижения тепловой нагрузки на кристалл все приводы движения внутри термостата были выполнены на основе пьезодвигателей. Кристаллы были вырезаны из единого моноблока. Таким образом, расстояние между кристаллами являлось фиксированным и не могло быть изменено. В результате на выходе второго кристалла мы имели два фокуса от прямого и отраженного пучков, распространявшихся между кристаллами (рис. 3). Пример экспериментальной зависимости регистрируемой интенсивности от положения щели на выходе второго кристалла приведен на рис. 4.

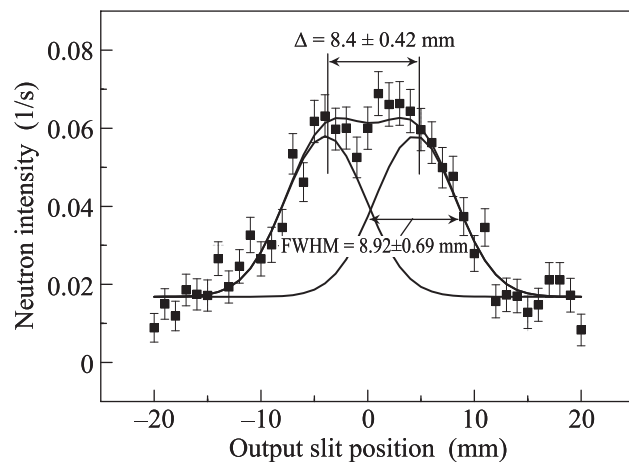


Рис. 4. Зависимость регистрируемой интенсивности от положения щели на выходе второго кристалла. Размер щелей на входе первого кристалла и выходе второго 4 мм,  $\theta_B = 68^\circ$ . Апертура пучка в области 2 рис. 3 равна 110 мм

Величина расщепления на две компоненты совпала с расчетной. Пространственная ширина линии составила 8.9 мм, что несколько больше ожидаемого значения ( $\sim 6$  мм). По-видимому, это связано со степенью совершенства используемого кристалла

т.к. уменьшение апертуры пучка между кристаллами (область 2 на рис. 3) приводит к уменьшению ширины линии (см. рис. 5), из которой можно получить

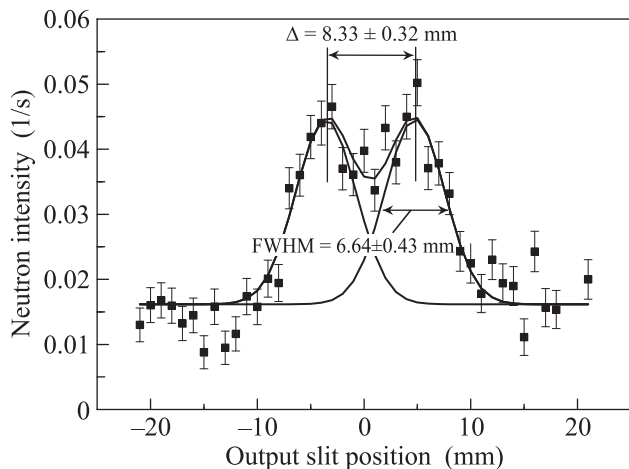


Рис. 5. То же, что на рис. 4, для апертуры 56 мм

оценку на собственное пространственное разрешение установки  $W_m$ . К сожалению, низкая светосила эксперимента позволяет дать лишь верхнюю оценку на эту величину,  $W_m < 3$  мм.

Для условий нашего эксперимента, т. е. для плоскости (220) кремния,  $L = 10$  см и  $\theta_B = 68^\circ$ , величина смещения пучка по выходной поверхности (4) связана с угловым отклонением нейтрона между кристаллами соотношением

$$x_\alpha = 2 \cdot 10^7 \alpha \text{ [мм]}. \quad (8)$$

Таким образом, пространственное разрешение  $W_m < 3$  мм соответствует угловому разрешению  $\alpha_W < 1.5 \cdot 10^{-7} = 0.03''$ .

**4. Заключение.** Проведенные исследования эффекта двухкристальной фокусировки продемонстрировали возможность создания установки с пространственным разрешением лучше 3 мм, что соответствует угловому разрешению  $0.03''$ , при ограничении апертуры на реально существующем кристалле кремния. Численные оценки, сделанные для такого пространственного разрешения, показывают, что при величине электрического поля  $E_0 = 100$  кВ/см и области его воздействия  $l = 1$  м для потоков хо-

лодных нейтронов, достижимых на высокопоточных реакторах, например HFR ILL (Гренобль, Франция) или строящемся реакторе ПИК (Гатчина, Россия), статистическая чувствительность к заряду нейтрона составит  $\sigma(e_n) \simeq 1.5 \cdot 10^{-21}$  от заряда электрона за 100 сут накопления статистики. Последнее уже находится на уровне современного ограничения на данную величину [3]. Возможно дальнейшее увеличение чувствительности еще приблизительно на два порядка величины, т. к. собственное пространственное разрешение такой схемы эксперимента много лучше реально измеренного (см. (6)). Для ответа на вопрос об экспериментально достижимой чувствительности метода необходимы более детальные экспериментальные исследования на интенсивном пучке холодных нейтронов.

В заключение хочется выразить благодарность персоналу реактора ВВР-М (ПИЯФ, Гатчина) за усилия по поддержанию работоспособности данного аппарата. Работа поддержана Министерством образования и науки Российской Федерации в рамках задания 3.329.2014/К.

1. V. V. Voronin, L. A. Akselrod, V. N. Zabenkin, and I. A. Kuznetsov, Phys. Procedia **42**, 25 (2013).
2. E. Knudsen, L. Udby, P. K. Willindrup, K. Lefmann, and W. G. Bouwman, Physica B **406**, 2361 (2011).
3. J. Baumann, R. Gahler, J. Kalus, and W. Mampe, Phys. Rev. D **37**, 3107 (1988).
4. Ю. В. Борисов, Н. В. Боровикова, А. В. Васильев, Л. А. Григорьева, С. Н. Иванов, Н. Т. Кашукеев, В. В. Несвижевский, А. П. Серебров, П. С. Яйджиев, ЖТФ **58**, 951 (1988).
5. S. Kikuta, I. Ishikawa, K. Kohra, and S. Hoshino, J. Phys. Soc. Japan **39**, 471 (1975).
6. A. Zeilinger and C. G. Shull, Phys. Rev. B **19**, 3957 (1979).
7. В. Л. Инденбом, И. Ш. Слободецкий, К. Г. Труни, ЖЭТФ **66**, 1111 (1974).
8. J. Arthur, C. G. Shull, and A. Zeilinger, Phys. Rev. **32**(9), 5753 (1985).
9. Ю. В. Борисов, А. Я. Бердников, Я. А. Бердников, Ю. П. Брагинец, В. В. Воронин, И. А. Кузнецов, М. В. Ласица, С. Ю. Семенихин, В. В. Федоров, Письма в ЖТФ **41**(18), 1 (2015).