

ПРЯМОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ВРЕМЕНИ ЗАДЕРЖКИ НЕЙТРОНА В КРИСТАЛЛЕ ПРИ ДИФРАКЦИИ ПО ЛАУЭ

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 15 декабря 1999 г.

Проведено экспериментальное изучение динамической дифракции по Лауэ в толстом (~ 3.5 см) кристалле α -кварца в прямом продифрагировавшем пучке при углах Брэгга, близких к прямому. Показано наличие дифракции при углах Брэгга вплоть до 87° . Методом времени пролета измерено время прохождения нейтрона через кристалл в условиях дифракции. Экспериментально обнаружена предсказанная ранее существенная временная задержка дифрагирующего нейтрона внутри кристалла при углах Брэгга, близких к 90° . Измеренная при угле дифракции, равном 87° , эффективная скорость распространения нейтрона в кристалле оказалась равной (43 ± 1) м/с при скорости падающего нейтрона 810 м/с. Полученный результат подтверждает предсказанную ранее возможность увеличения более чем на порядок чувствительности кристалл-дифракционного метода поиска электрического дипольного момента нейтрона при переходе к углам Брэгга, близким к 90° .

PACS: 61.12.Gz, 14.20.Dh

1. Ранее [1 – 3] было показано, что при распространении нейтрона в нецентросимметричном кристалле на него действует внутрикристаллическое электрическое поле, величина которого зависит от направления движения нейтрона и достигает максимума ($\sim 10^8$ В/см) при выполнении условия Брэгга для ряда систем кристаллографических плоскостей. Это поле было измерено экспериментально при динамической дифракции поляризованных нейтронов на системе плоскостей (110) кристалла α -кварца по изменению фазы маятниковой картины при перевороте спина нейтрона [2, 3]. Экспериментальная величина поля оказалась равной $E_{(110)} = (2.10 \pm 0.12) \cdot 10^8$ В/см и совпала с рассчитанной.

Было показано [4 – 6], что такие поля можно использовать для измерения электрического дипольного момента (ЭДМ) нейтрона при дифракции по Лауэ в нецентросимметричном кристалле и предложен поляризационный метод [6 – 8] поиска ЭДМ.

Кроме этого, было показано [4 – 6], что чувствительность предлагаемого метода к ЭДМ нейтрона увеличивается более чем на порядок при переходе к углам дифракции, близким к $\pi/2$, и, в принципе, может стать сравнимой с чувствительностью магниторезонансного метода, использующего ультрахолодные нейтроны (метода УХН) [9, 10], который в настоящее время находится вне конкуренции.

Физика явлений, лежащих в основе метода, следующая. Распространение нейтрона в кристалле в направлении, близком к брэгговскому, для некоторой системы кристаллографических плоскостей можно описать двумя типами блоховских волн $\psi^{(1)}$ и $\psi^{(2)}$ (см., например, [11]), которые формируются в результате взаимодействия нейтрона с периодическим ядерным потенциалом

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

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

этой системы плоскостей [8]:

$$\psi^{(1)} = \frac{1}{\sqrt{2}} [\exp\{i\mathbf{k}^{(1)}\mathbf{r}\} + \exp\{i(\mathbf{k}^{(1)} + \mathbf{g})\mathbf{r}\}] = \sqrt{2} \cos(\mathbf{g}\mathbf{r}/2) \exp[i(\mathbf{k}^{(1)} + \mathbf{g}/2)\mathbf{r}], \quad (2)$$

$$\psi^{(2)} = \frac{1}{\sqrt{2}} [\exp\{i\mathbf{k}^{(2)}\mathbf{r}\} - \exp\{i(\mathbf{k}^{(2)} + \mathbf{g})\mathbf{r}\}] = -i\sqrt{2} \sin(\mathbf{g}\mathbf{r}/2) \exp[i(\mathbf{k}^{(2)} + \mathbf{g}/2)\mathbf{r}]. \quad (3)$$

Здесь \mathbf{g} – вектор обратной решетки, характеризующий данную систему кристаллографических плоскостей, $|\mathbf{g}| = 2\pi/d$, d – межплоскостное расстояние.

Выражения (2), (3) представляют собой стоячие волны в направлении \mathbf{g} , перпендикулярном плоскостям, которые распространяются в направлении $\mathbf{k}_{\parallel}^{(1,2)} = \mathbf{k}^{(1,2)} + \mathbf{g}/2$, параллельном плоскостям. Небольшая разница в величинах волновых векторов $k^{(1)}$, $k^{(2)}$ обусловлена тем, что нейтроны в состоянии $\psi^{(1)}$ концентрируются на плоскостях в области максимумов потенциала, а в состоянии $\psi^{(2)}$ – в области его минимумов, между плоскостями.

$$k^{(1,2)^2} = K^2 \mp U_g^N,$$

где $U_g = 2mV_g^N/\hbar^2$, $K^2 = k^2 + U_0^N \equiv 2m(E + V_0^N)/\hbar^2$, m , E , k – масса, энергия и волновой вектор налетающего нейтрона, V_0^N – средний ядерный потенциал кристалла. Величины V_0^N , V_g^N имеют порядок 10^{-8} эВ, поэтому для тепловых и холодных нейтронов с энергиями $10^{-1} - 10^{-3}$ эВ с хорошей точностью выполняется²⁾ $k^{(1)} \approx k^{(2)} \approx k$. Таким образом, распространение этих волн происходит вдоль кристаллографических плоскостей со скоростями

$$v_{\parallel}^{(1,2)} = \hbar|\mathbf{k}^{(1,2)} + \mathbf{g}/2|/m = \hbar k^{(1,2)} \cos \Theta_B / 2m \approx v \cos \Theta_B, \quad (4)$$

где $v = \hbar k/m = 2\pi\hbar/\lambda m = \pi\hbar/md \sin \Theta_B$ – скорость налетающего нейтрона, Θ_B – угол Брэгга, $\lambda = 2\pi/k$ – длина волны налетающего нейтрона, удовлетворяющая условию Брэгга $\lambda = 2d \sin \Theta_B$.

Оказывается, что ряд наблюдаемых при динамической дифракции явлений [11–13], в том числе и эффекты, обусловленные ЭДМ нейтрона [4, 8], определяются не полной скоростью нейтрона v , а ее составляющей вдоль кристаллографических плоскостей $v_{\parallel} = v \cos \Theta_B$. В частности, при переходе к углам дифракции, близким к $\pi/2$, резко возрастает время пребывания нейтрона в кристалле, $\tau_L = L/v \cos \Theta_B \approx \approx L/v(\pi/2 - \Theta_B)$, где L – толщина кристалла, что позволяет увеличить чувствительность дифракционного метода к ЭДМ нейтрона по крайней мере на порядок. На это обстоятельство было указано в работе [4].

Таким образом, изучение дифракции по Лауэ при больших углах Брэгга и выяснение ответа на вопрос, насколько близко можно приблизиться по углу дифракции к $\pi/2$, дает очень важную информацию о потенциальных возможностях кристалл-дифракционного метода для поиска ЭДМ нейтрона.

2. В настоящей работе проведено экспериментальное изучение дифракции нейтронов по Лауэ в толстом ($L \approx 3.5$ см) кристалле на прямом продифрагировавшем пучке. Исследовалась дифракция на системе плоскостей (110) α -кварца.

²⁾ Здесь мы пренебрегаем маятниковыми осцилляциями, возникающими в результате биений волн разных типов, поскольку в рассматриваемом случае они усредняются по углам Брэгга.

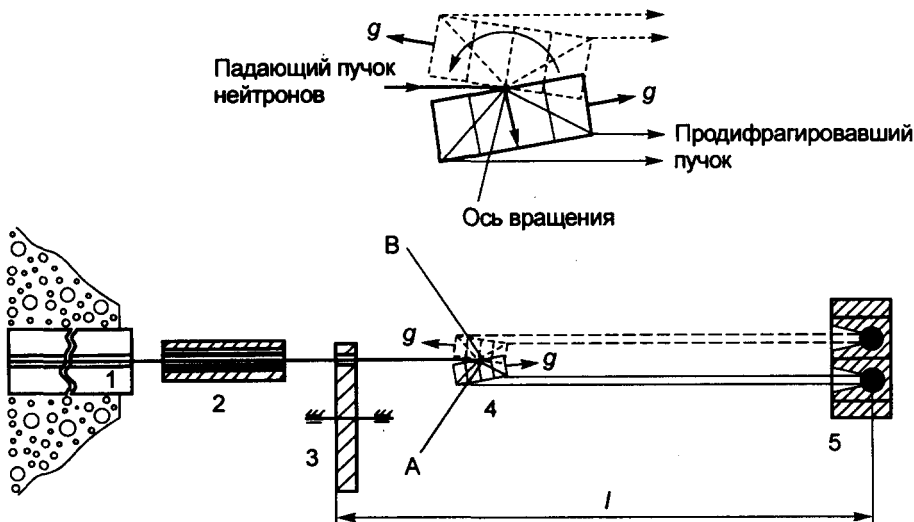


Рис. 1. Схема установки для измерения спектра по времени пролета нейтронов прямого продифрагировавшего пучка в зависимости от угла Брэгга. 1 – внутриканальный нейтронотвод, 2 – многослойный нейтронотвод, 3 – механический прерыватель пучка, 4 – монокристалл α -кварца с размерами $14 \times 14 \times 3.5$ см, 5 – детекторы нейтронов, l – время-пролетная база, A и B – два положения кристалла, соответствующие одному значению угла Брэгга, g – вектор обратной решетчатой плоскости (110)

Схема экспериментальной установки, смонтированной на одном из горизонтальных каналов реактора ВВР-М, приведена на рис.1. Нейтронный пучок, сформированный системой нейтронотводов – 1,2, дифрагирует на кристалле α -кварца – 4 с отражающими плоскостями (110), нормальными большой грани кристалла, и регистрируется детектором – 5. Отсутствие дисперсии в прямом продифрагировавшем пучке приводит к тому, что в этот пучок могут давать вклад несколько отражающих плоскостей одновременно. Для того чтобы выделить интересующее нас отражение, использовалась время-пролетная методика. Для этого перед кристаллом помещался механический прерыватель пучка – 3, формирующий импульсы нейтронов длительностью ~ 75 мкс с частотой 25 Гц.

Типичный время-пролетный спектр приведен на рис.2. На рисунке хорошо видны пики, соответствующие отражениям от отдельных кристаллографических плоскостей.

Поскольку кристалл расположен между прерывателем пучка и детектором нейтронов, то полное время пролета дифрагирующего нейтрона с длиной волны $\lambda = 2d \sin \Theta_B$ будет равно

$$\tau_f = \tau_l + \tau_L, \quad (5)$$

где τ_l – время пролета нейтроном расстояния l , τ_L – время пребывания нейтрона в кристалле толщиной L при угле дифракции равном, Θ_B :

$$\tau_l = \frac{l}{v} = \frac{m}{2\pi\hbar} l \lambda = \frac{dm}{\hbar\pi} l \sin \Theta_B, \quad (6)$$

$$\tau_L = \frac{L}{v \cos \Theta_B} = \frac{m}{2\pi\hbar} \frac{L\lambda}{\cos \Theta_B} = \frac{dm}{\hbar\pi} L \operatorname{tg} \Theta_B \quad (7)$$

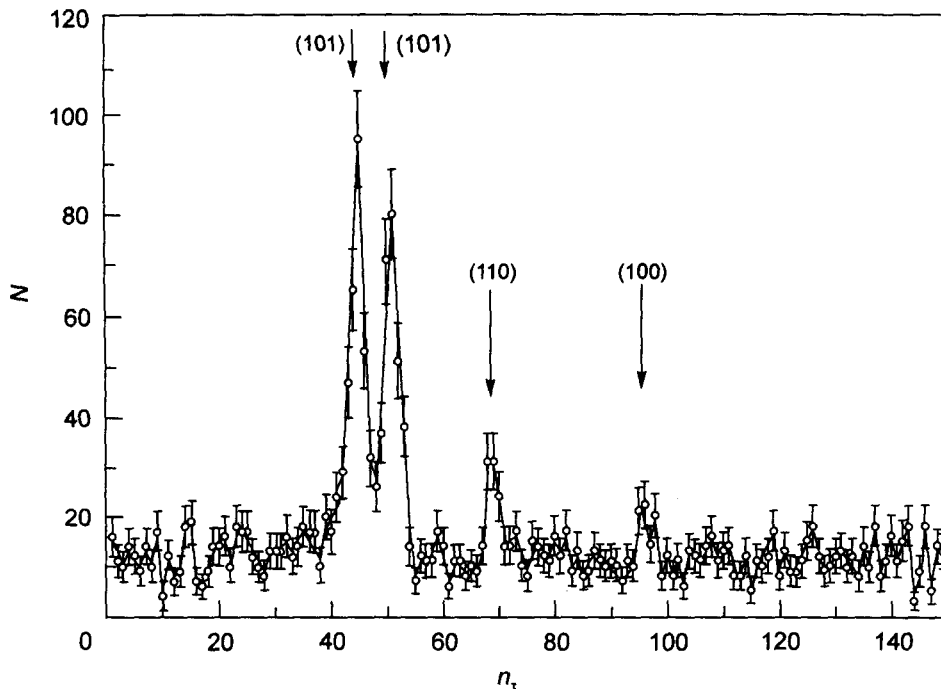


Рис. 2. Время-пролетный спектр нейтронов, продифрагировавших в направлении прямого пучка, при угле Брэгга $\Theta_B = 75^\circ$; n_t – номер временного канала. Ширина одного временного канала $\simeq 51.2$ мкс; N – число накопленных событий. Время накопления спектра – 5 ч

для плоскости (110) α -кварца, $d = 2.4564 \text{ \AA}$. Из формул (6), (7) видно, что время пребывания нейтрона в кристалле τ_L зависит от угла Брэгга как $\text{tg } \Theta_B$, а время пролета τ_l – как $\sin \Theta_B$, и при приближении Θ_B к 90° величина τ_L может давать существенный вклад в полное время пролета нейтронов τ_f , поскольку $\tau_L/\tau_l \simeq L/l(\pi/2 - \Theta_B)$.

Зависимость времени пролета нейтронов, продифрагировавших на плоскости (110) в направлении прямого пучка, от угла Брэгга приведена на рис.3. Сплошная линия – теоретическая зависимость, рассчитанная по формуле (5). Штриховая кривая – зависимость τ_l от угла Брэгга (см. (6)). Видно, что экспериментальные значения (черные точки) хорошо ложатся на теоретическую зависимость.

Для контроля наблюдаемого эффекта временной задержки нейтрона в кристалле прерыватель пучка устанавливался в пространство между кристаллом и детектором. В этом случае задержка нейтрона в кристалле не дает вклада в измеряемую величину, и положение линии от (110)-отражения должно совпадать с штриховой кривой (с учетом разной время-пролетной базы для двух положений прерывателя пучка), что и наблюдалось экспериментально (светлые точки).

На вставке рис.3 для большей наглядности приведены теоретическая и экспериментальная зависимости τ_L от угла Брэгга.

3. Таким образом, экспериментально показано, что время пребывания нейтрона в кристалле определяется не полной скоростью нейтронов v , а ее составляющей, направленной вдоль кристаллографических плоскостей v_{\parallel} , и, действительно, может быть увеличено более чем на порядок при приближении угла Брэгга к 90° (в част-

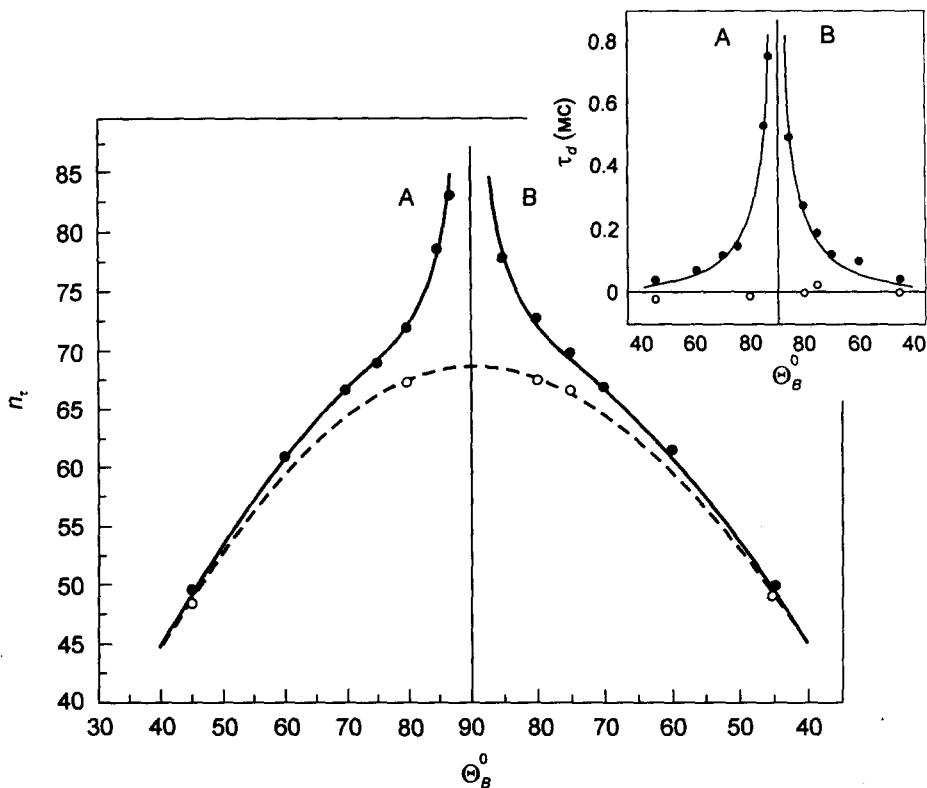


Рис. 3. Зависимость времени пролета нейтронов, продифрагировавших в направлении прямого пучка, от угла Брэгга

ности, при $\Theta_B = 87^\circ$ $\tau_L = (0.82 \pm 0.02)$ мс, что соответствует $v_{\parallel} = (43 \pm 1)$ м/с при $v = 810$ м/с).

Полученный результат подтверждает предсказанную ранее возможность увеличения более чем на порядок чувствительности кристалл-дифракционного метода поиска ЭДМ нейтрона при переходе к углам Брэгга близким к 90° , и дает надежду достичь чувствительности метода УХН или даже превзойти ее.

Авторы благодарны В.Л.Алексееву, В.Л.Румянцеву, О.И.Сумбаеву за интерес к работе и полезные обсуждения, а также персоналу реактора ВВР-М за помощь при подготовке эксперимента.

Работа выполнена на установке, созданной при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант #96-02-18927).

1. В.Л.Алексеев, Е.Г.Лапин, Е.К.Леушкин и др., Препринт ЛИЯФ-1369, Ленинград, 1988; ЖЭТФ **94**, 371 (1988).
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. V.V.Fedorov, V.V.Voronin, and E.G.Lapin, Preprint LNPI-1644, Leningrad, 1990, p.36; J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **18**, 1133 (1992).
5. Федоров В.В., Материалы XXVI Зимней школы ЛИЯФ, (ФЭЧ), ч.1, 1991, с.65.

6. В.В.Федоров, В.В.Воронин, Е.Г.Лапин, О.И.Сумбаев, Письма в ЖТФ **21**, 50 (1995).
7. V.V.Fedorov, V.V.Voronin, E.G.Lapin, and O.I.Sumbaev, *Physica* **B234-236**, 8 (1997).
8. В.В.Федоров, В.В.Воронин, *Материалы Юбилейной XXX Зимней школы, ПИЯФ, (Физика атомного ядра и элементарных частиц), ч.1, 1996, с.123.*
9. I.S.Altarev, Yu.V.Borisov, N.V.Borovikova et al., *Phys. Lett.* **B276**, 242 (1992); Препринт ПИЯФ-2055, Гатчина, 1995.
10. D.Thompson, *Nucl. Instr. Meth.* **A284**, 40 (1989); K.F.Smith, N.Crampin, J.M.Pendlebury et al., *Phys. Lett.* **B234**, 191 (1990).
11. П.Хирш, А.Хови, Р.Николсон и др., *Электронная микроскопия тонких кристаллов*, М.: Мир, 1968.
12. В.В.Федоров, К.Е.Кириянов, А.И.Смирнов, *ЖЭТФ* **64**, 1452 (1973).
13. H.Rauch, D.Petrachek, *Dynamical neutron diffraction and its application*, in *Neutron diffraction*, Eds. by H.Duchs, Springer, Berlin, 1978, p.303.