

01;02  
©1995

## О ВОЗМОЖНОСТИ ПОИСКА ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДИПОЛЬНОГО МОМЕНТА НЕЙТРОНА ПО ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ ПРИ ДИФРАКЦИИ В КРИСТАЛЛЕ БЕЗ ЦЕНТРА СИММЕТРИИ

*В.В.Федоров, В.В.Воронин, Е.Г.Лапин, Л.И.Сумбаев*

В работе [1] предложен метод поиска электрического дипольного момента (ЭДМ) нейтрона, основанный на зависимости фазы маятниковой картины от направления спина нейтрона при дифракции в кристалле без центра симметрии. Такая зависимость приводит к изменениям при перевороте спина скорости счета продифрагировавших нейтронов. Показано и экспериментально доказано [2], что при дифракции в нецентросимметричном кристалле на дифрагирующий нейтрон на пути в несколько сантиметров действует внутрикристаллическое электрическое поле  $E_g$ , которое может иметь величину, превышающую  $10^8$  В/см. Оно более чем на 4 порядка превосходит поля, используемые в магниторезонансном методе поиска ЭДМ с ультрахолодными нейтронами (метод УХН). Наличие таких полей еще недостаточно для улучшения точности измерения ЭДМ. Существенной является возможность увеличения времени пребывания нейтрона  $\tau$  в электрическом поле кристалла путем перехода к углам Брэгга  $\theta_B$ , близким к  $\pi/2$ . Использование таких углов может в принципе дать увеличение чувствительности более чем на порядок [1]. Причина в том, что при лауэвской дифракции эффект, связанный с ЭДМ (например, сдвиг маятниковой фазы при перевороте спина, ориентированного по  $E_g$ ), определяется следующим образом [1]:

$$\Delta\varphi^D = \frac{4DE_gL}{\hbar v_{\parallel}} = \frac{4DE_gL}{v \cos \theta_B} \propto \frac{1}{\pi/2 - \theta_B}. \quad (1)$$

Здесь  $D$  — ЭДМ нейтрона,  $v_{\parallel} = v \cdot \cos \theta_B$  — средняя скорость распространения нейтрона в кристалле (вдоль кристаллографических плоскостей). При  $\theta_B \rightarrow \pi/2$  величина  $\cos \theta_B \approx \pi/2 - \theta_B$ . Важным является также то, что мешающий эффект, связанный со швингеровским взаимодействием, не

зависит от угла Брэгга:

$$\Delta\varphi^S = \frac{4\mu H_g^S L}{\hbar v_{\parallel}} = 2\mu_n \frac{eE_g L}{m_p c^2}. \quad (2)$$

Здесь  $\mathbf{H}_g^S = [\mathbf{E}_g \times \mathbf{v}_{\parallel}]/c$ ,  $\mu_n = -1.9$  — магнитный момент нейтрона в ядерных магнетронах,  $L$  — толщина кристалла,  $m_p$  — масса протона,  $c$  — скорость света.

Однако при увеличении угла Брэгга и приближении его к прямому увеличивается частота маятниковых биений, так что при некотором значении угла Брэгга угловой период маятниковых осцилляций становится меньше брэгговской ширины дифракции. При этом схема эксперимента, используемая в [2-4], становится принципиально непригодной из-за слишком высокой частоты маятниковых осцилляций по углу Брэгга. Для измерения эффектов в этом случае была предложена двухкристальная установка [1]. В настоящей работе предложен другой способ наблюдения эффектов, связанных с наличием внутрикристаллических электрических полей, при котором они не усредняются. Это поляризационный метод, описанный ниже, который можно применить для измерений при углах Брэгга, близких к прямому. Важность поляризационных экспериментов усиливается тем обстоятельством, что они менее чувствительны к совершенству кристаллов, что может существенно облегчить отбор кристаллов, пригодных для такого рода экспериментов, а также значительно упростить установку.

Суть метода в том, что при дифракции по Лауэ при точном выполнении условия Брэгга волновые пакеты для состояний  $\psi^{(1)}$  и  $\psi^{(2)}$ , в которых на нейтрон действуют равные, но противоположные по знаку поля (и которые возбуждаются с одинаковой амплитудой), пространственно перекрываются, так что спин нейтрона в состоянии  $\psi^{(1)}$  в кристалле вращается в одну сторону, а в равновероятном состоянии  $\psi^{(2)}$  — в противоположную, поэтому средний угол поворота спина нейтрона (в прозрачном кристалле) за счет швингеровского взаимодействия (или ЭДМ) будет равен нулю,<sup>1</sup> произойдет же уменьшение поляризации, т. е. деполаризация пучка (если он первоначально был поляризован). По

<sup>1</sup> Эффект вращения спина нейтрона за счет ЭДМ и спин-орбитального взаимодействия при дифракции в нецентросимметричном кристалле рассматривались ранее в [5-7]. Поворот спина нейтрона в брэгговской схеме дифракции вблизи брэгговского направления за счет швингеровского взаимодействия наблюдался в работе [8]. Однако в рассмотренных случаях отсутствует возможность усиления эффектов.

измерению величины этой деполяризации можно судить, например, о величине электрического поля.

Углы поворота спина, первоначально ориентированного перпендикулярно “швингеровскому” магнитному полю, для состояний  $\psi^{(1)}$  и  $\psi^{(2)}$  связаны со сдвигом (2):  $\Delta\phi_0^S = \pm\Delta\varphi^S/2$ . В результате величина поляризации  $P$  прошедших через кристалл пучков будет зависеть от угла  $\Delta\phi_0^S$  следующим образом:

$$P = P_0 \cos \delta\phi_0^S = P_0 \cos \left( \frac{\mu_n e E_g L}{m_p c^2} \right), \quad (3)$$

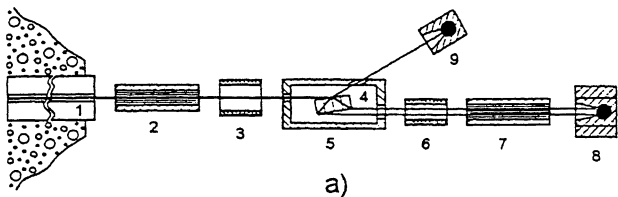
$P_0$  — поляризация падающего пучка. В частности, при толщине кристалла  $L_0$  (равной 3.6 см для системы плоскостей (11 $\bar{2}$ 0) кварца), соответствующей повороту спина на угол  $\pi/2$  ( $\Delta\phi_0^S = \pm\pi/2$ ), пучок нейтронов, прошедший через кристалл, станет полностью неполяризованным. Если поляризацию падающего на кристалл пучка нейтронов изменить на угол  $\pi/2$ , т. е. направить перпендикулярно плоскости падения, то в этом случае поляризация прошедшего пучка не изменится, поскольку магнитный момент нейтрона будет направлен либо по швингеровскому магнитному полю, либо против него, и вращения спина не будет. Возможная схема установки для измерения электрических полей на прямом дифрагировавшем пучке изображена на рисунке, а. На рисунке, б изображена возможная модификация для измерения ЭДМ.

В случае, изображенном на рисунке, швингеровское магнитное поле  $\mathbf{H}_g^S$ , действующее на нейтрон, направлено перпендикулярно плоскости рисунка. Если спин нейтрона после поляризатора лежит в плоскости рисунка и направлен перпендикулярно импульсу, а анализатор ориентирован так же, как поляризатор (на “светло”), то скорость счета в детекторе при выключенных флипперах будет определяться выражением

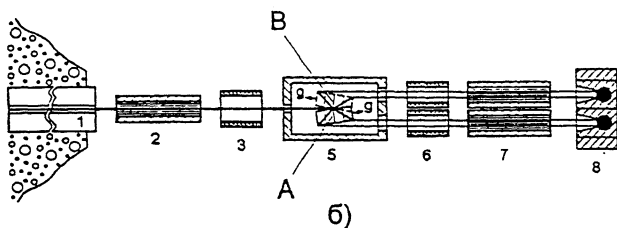
$$N = N_0 \cos^2 \frac{\Delta\phi_0^S}{2} = N_0 \cos^2 \left( \frac{\mu_n e E_g L}{2m_p c^2} \right), \quad (4)$$

где  $N_0$  — интенсивность пучка поляризованных нейтронов после поляризатора, которую можно измерить, например, монитором.

Выбрав кристалл некоторой толщины, получим определенную скорость счета в детекторе, отвечающую величине электрического поля и не зависящую в соответствии с (4) (т. е. в приближении идеального кристалла) от угла Брэгга. Однако при приближении угла Брэгга к прямому углу с



а)



б)

Схема установки. 1 — вертикальный нейтронпровод, 2 — многослойный нейтронпровод-поляризатор, 3, 6 — флипперы, 4 — кварцевый монокристалл, 5 — магнитный экран, 7 — многослойный нейтронпровод-анализатор, 8 — детектор, 9 — монитор. А и В — положения монокристалла, отличающиеся поворотом на угол  $(180^\circ - 2\theta_B)$ .

некоторого значения  $\theta_B^c$  возможно в принципе возрастание скорости счета детектора, что будет соответствовать началу "разрушения" электрических полей в кристалле, которое связано с несовершенством последнего (например, если угловой период маятниковых осцилляций станет меньше величины угловой мозаики). В этом случае экспериментальное значение угла  $\theta_B^c$  определит очень важную характеристику, а именно: максимально достижимую в данном методе и для данного кристалла величину  $E_g\tau$ , определяющую чувствительность установки к ЭДМ.

Небольшая модификация установки, в которой имеется возможность поворачивать кристалл на угол  $(180^\circ - 2\theta_B)$  (положения А и В соответственно), может в принципе позволить провести эксперимент по поиску ЭДМ нейтрона поляризационным методом, поскольку при таком повороте изменяется знак эффекта связанного с ЭДМ нейтрона, а эффект, обусловленный швингеровским взаимодействием, не изменяется.

Действительно, если ориентировать спины падающих нейтронов по направлению их импульса (т. е. перпендикулярно швингеровскому магнитному полю) и выбрать толщину кристалла, равную  $L_0$ , то в случае отсутствия ЭДМ пучок нейтронов выйдет из кристалла полностью неполя-

ризованым при обоих положениях кристалла. В случае же наличия ЭДМ возникнет поляризация пучка  $P_h$ , параллельная швингеровскому полю (связанная с дополнительным поворотом спинов в состояниях  $\psi^{(1)}$  и  $\psi^{(2)}$  вокруг своих электрических полей в направлении на рис. 1 либо "на", либо "от" читателя для обоих состояний):

$$P_h \approx \frac{2DE_g K L_0}{\hbar v_{\parallel}}. \quad (5)$$

Для системы плоскостей  $(11\bar{2}0)$  при  $D = 10^{-25} \text{ е} \cdot \text{см}$  и  $\pi/2 - \theta_B = 1/30$  ( $L_0 = 3.6 \text{ см}$ ,  $E_{11\bar{2}0} = 2.10 \cdot 10^8 \text{ В/см}$ )  $P_h \approx 0.8 \cdot 10^{-4}$ . Поляризация будет иметь противоположный знак для положений кристалла  $A$  и  $B$ , что можно определить, например, по изменению скорости счета детектора при повороте кристалла.

Для сравнения заметим, что в случае брэгговской дифракции [5] максимальная величина угла поворота спина за счет ЭДМ для кристалла кварца той же толщины составляет  $\sim 2.5 \cdot 10^{-6}$ , что приблизительно в 30 раз меньше, чем в рассмотренном выше случае. Для лауэвской дифракции в гипотетическом поглощающем кристалле WC [7] аналогичная величина составляет  $0.7 \cdot 10^{-5}$ . Усилить эти эффекты путем перехода к углам Брэгга, близким к  $\pi/2$ , не представляется возможным из-за брэгговской схемы дифракции в первом случае и из-за поглощения в кристалле во втором.

Авторы выражают благодарность В.Л. Алексееву и В.Л. Румянцеву за полезные обсуждения и П.Л. Соколовой за подготовку работы к публикации.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 94-02-04792), а также совместным грантом (№ J4X100) Международного научного фонда, Российского фонда фундаментальных исследований и правительства России.

#### Список литературы

- [1] Fedorov V.V., Voronin V.V., Lapin E.G. // Preprint LNPI-1644, Leningrad, 1990. P. 36; J. Phys. G. 1992. V. 18. P. 1133-1148. Федоров В.В. // Материалы XIV Зимней школы ЛИЯФ (ФЭЧ). Л., 1991. Ч. 1. С. 65-118.
- [2] Alexeev V.L., Fedorov V.V., Lapin E.G., Leushkin E.K., Rumiantsev V.L., Sumbaev O.I., Voronin V.V. // Preprint LNPI-1502. Leningrad, 1989. P. 14; Nucl. Instr. and Meth. 1989. V. A284. P. 181-183.
- [3] Алексеев В.Л., Воронин В.В., Лапин Е.Г., Леушкин Е.К., Румянцев В.Л., Сумбаев О.И., Федоров В.В. // ЖЭТФ. 1989. Т. 96. С. 1921-1926.

- [4] Алексеев В.Л., Воронин В.В., Лапин Е.Г., Леушкин Е.К., Румянцев В.Л., Федоров В.В. // Препринт ЛИЯФ-1608. Л., 1990. 12 с.
- [5] Forte M. // J. Phys. G. 1983. V. 9. P. 745-754.
- [6] Baryshevskii V.G., Cherepitsa S.V. // Phys. Stat. Sol. 1985. V. b128. P. 379-387.
- [7] Барышевский В.Г., Черепица С.В. // Изв. вузов СССР. Сер. физ. 1985. Т. 8. С. 110-112.
- [8] Forte M., Zeyen C.M.E. // Nucl. Instr. and Meth. 1989. V. A284. P. 147-150.

Поступило в Редакцию  
28 июля 1995 г.

---