

12

© 1992 г.

СТАЦИОНАРНЫЙ  $\pi/2$ -ФЛИППЕР В ФАЗОВО-КОНТРАСТНОЙ  
НЕЙТРОННОЙ МИКРОСКОПИИ

С. В. Масалович

Рассматривается возможность применения  $\pi/2$ -флиппера на основе токовой фольги для фазово-контрастной нейтронной микроскопии. Показано, что требования к коллимации пучка и к монохроматизации незначительны.

Для наблюдения прозрачных неоднородностей объекта (фазовый контраст) в нейтронной микроскопии в настоящее время предложен метод, основанный на применении поляризованных нейтронов [1–3]. Суть метода заключается в следующем. Пучок нейтронов, первоначально поляризованных вдоль направления магнитного поля, пропускают через устройство, после которого спины нейтронов оказываются ориентированы перпендикулярно полю. Такой поперечно-поляризованный пучок нейтронов можно рассматривать как когерентную суперпозицию состояний с направлениями спина по полю и против него. Если устройство включает в себя стационарные магнитные поля, то волновые числа этих двух состояний будут различаться. Рассматривая их интерференцию в пространстве, приходим к картине ларморовской прецессии [4]. Если теперь на пути такого пучка поместить образец, то после него из-за наличия дисперсии показателя преломления образца для двух спиновых состояний возникает дополнительная разность фаз. Эта разность фаз проявится как дополнительный угол поворота по отношению к ларморовской прецессии в вакууме. В работе [5] было показано, что в случае незначительного отклонения от единицы показателя преломления  $n$  нейтронной волны для данного образца (см. ниже формулу (1)) этот угол равен

$$\varphi \approx \frac{\omega_L}{V} \cdot d(1 - n), \quad (1)$$

где  $\omega_L$  — ларморовская частота прецессии спина нейтрона в магнитном поле,  $V$  — скорость нейтрона в вакууме,  $d$  — толщина образца.

Отмечалось, что поскольку величина угла зависит от скорости нейтрона как  $\varphi \propto V^{-3}$ , то целесообразно использовать ультрахолодные и очень холодные нейтроны. Так как отличие  $n$  от единицы в этом случае становится заметным, то вместо (1) следует записать более точное выражение

$$\varphi = \frac{\omega_L}{V} d \frac{1 - n}{n}. \quad (2)$$

Как видно, в выражения (1) и (2) входит типичная для фазового контраста величина  $d(1-n)$ , которая в данном случае характеризует нейтронно-оптические свойства образца. Для того чтобы выделить этот угол на фоне ларморовской прецессии, предлагалось использовать технику нейтронного спин-эха [6].

В настоящей работе рассматривается возможность использовать для этих же целей стационарный  $\pi/2$ -флиппер на основе фольги с током. При этом ввиду малости полного угла прецессии можно обойтись без применения техники спин-эха. Схема возможного эксперимента показана на рис. 1. Пучок поляризованных нейтронов со скоростью  $V$  распространяется в направлении оси  $Y$ , вдоль которого

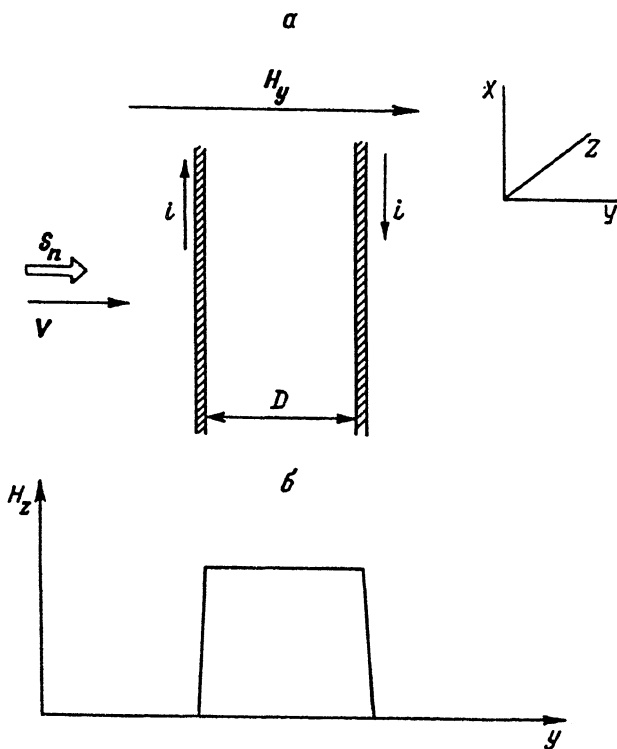


Рис. 1. Схема флиппера на основе токовой фольги (а) и распределение поля  $H_z$  для центральной части флиппера при  $D/R \ll 1$ , где  $D$  — расстояние между фольгами,  $R$  — ширина фольги (б).

приложено ведущее магнитное поле  $\vec{H}_y$ . Перпендикулярно пучку в плоскости  $XZ$  расположена тонкая фольга, по которой вдоль направления  $X$  течет ток с поверхностной плотностью  $i$ . На расстоянии  $D$  от первой фольги расположена вторая фольга, по которой этот ток течет в противоположном направлении. Подбирая ширину фольги и расстояние  $D$ , можно добиться, чтобы на заданной площади практически отсутствовало поле от токовой фольги во внешней области, а между фольгами имелось бы стационарное однородное поле, как показано на рис. 1, внизу. Например, при ширине фольги 2 см, расстоянии между ними 80 мкм и при токе  $i = 5 \text{ A/cm}$  (тогда магнитное поле между фольгами  $H_z = 6.3 \text{ э}$ ) размер участка, на котором неоднородность поля не превышает 0.5%, составит 1.5 см. Выбранные значения приведенных параметров будут пояснены ниже. Таким образом, во внешней области присутствует только ведущее поле  $\vec{H}_y$ , а между фольгами кроме этого поля имеется поле токовой фольги, направленное вдоль оси  $Z$ . Мы будем рассматривать случай, когда  $H_z \gg H_y$ , так что поле между фольгами можно считать перпендикулярным внешнему ведущему полю. Если поле  $H_z$  сравнимо по величине с  $H_y$ , то для выполнения условия перпендикулярности можно повернуть фольги на соответствующий угол вокруг оси  $X$  [7]. Таким образом, нейтроны, распространяющиеся вдоль направления  $Y$  и поляризованные в этом направлении, проходя неадиабатически сквозь первую токовую фольгу (см. Приложение), попадают в область с полем, перпендикулярным первоначальному направлению спина. Спин нейтрона  $S_n$  начинает прецессировать вокруг оси  $Z$  с ларморовской частотой  $\omega_L$ , которая равна

$$\omega_L = \frac{2\mu H_z}{\hbar}, \quad (3)$$

где  $\mu$  — магнитный момент нейтрона,  $\hbar$  — постоянная Планка.  
За время пролета между фольгами  $l$  он повернется на угол

$$\varphi_L = \omega_L l = \omega_L \frac{D}{V}. \quad (4)$$

После этого также неадиабатически нейтрон пройдет сквозь вторую фольгу и попадет снова в ведущее поле  $H_y$ . Легко показать, что если начальная поляризация нейтронного пучка равна  $P_0$ , то после второй фольги поляризация пучка вдоль направления ведущего поля будет равна

$$P = P_0 \cos(\varphi_L). \quad (5)$$

Если теперь в промежуток между фольгами поместить исследуемое вещество, то, согласно вышесказанному, появится дополнительный угол поворота  $\varphi$  (2), определяемый нейтронно-оптическими характеристиками этого образца. Выражение для поляризации прошедшего пучка теперь будет иметь вид

$$P = P_0 \cos(\varphi_L + \varphi). \quad (6)$$

Подбирая для заданной скорости  $V$  толщину фольги  $l$  и расстояние между фольгами  $D$  так, чтобы  $\varphi_L = \pi/2$  (т. е. система фольг представляет собой стационарный  $\pi/2$ -флиппер), из (6) получаем

$$P = -P_0 \sin(\varphi). \quad (7)$$

Таким образом, поляризация зависит непосредственно от характеристик помещенного внутрь образца. Следует отметить, что вместо условия  $\varphi_L = \pi/2$  можно потребовать  $\varphi_L = 3\pi/2$ , и т. д., увеличивая, например, магнитное поле между фольгами. Угол  $\varphi$  (2) при этом возрастает, но возрастут и требования к монохроматизации.

Чтобы определить, при каких значениях  $i$ ,  $H$  и  $D$  выполняется равенство  $\varphi_L = \pi/2$ , воспользуемся (4) и формулой определения поля между фольгами

$$H_z = \frac{4\pi}{10} i, \quad (8)$$

где  $H_z$  измеряется в э, а  $i$  — в А/см.

Отсюда получаем, что  $\varphi_L = \pi/2$  при следующих условиях:

$$\frac{D \cdot H_z}{V} = 8.57 \cdot 10^{-2} \quad \text{или} \quad \frac{D \cdot i}{V} = 6.82 \cdot 10^{-2}. \quad (9)$$

Здесь использованы следующие размерности величин:  $D$  [мм],  $i$  [А/см],  $H_z$  [э] и  $V$  [м/с].

В качестве иллюстрации рассмотрим прохождение пучка ультрахолодных нейтронов с  $V = 6$  м/с через флиппер с  $H_z = 6.3$  э. Из (9) следует, что расстояние между фольгами в этом случае должно быть  $D = 82$  мкм. Для задач фазово-контрастной микроскопии на ультрахолодных нейтронах эти параметры являются вполне приемлемыми. Предположим, что начальная поляризация равна единице ( $P_0 = 1$ ). Пусть теперь между фольгами расположен образец толщиной  $d = 40$  мкм. Нейтронно-оптические характеристики образца зависят от эффективного потенциала взаимодействия нейтронов со средой  $U$ , величина которого определяется следующим выражением [8]:

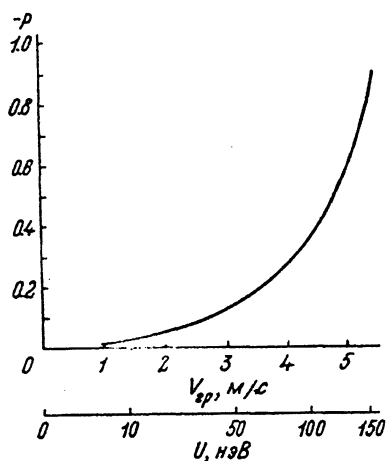


Рис. 2. Зависимость поляризации прошедшего пучка нейтронов от граничной скорости  $V_{гр}$  и потенциала  $U$  образца для указанных в тексте параметров возможного эксперимента.

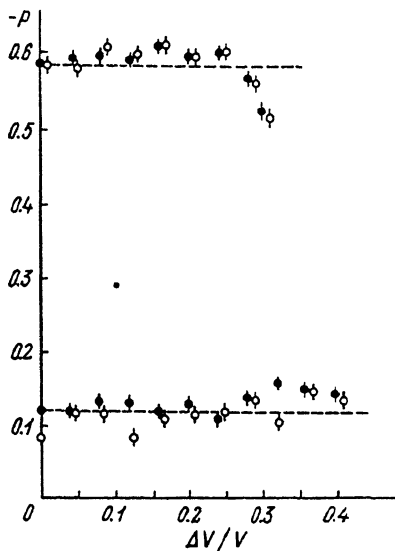


Рис. 3. Зависимость поляризации прошедшего пучка нейтронов от степени монохроматизации для указанных в тексте параметров возможного эксперимента.

Вверху — результаты численного моделирования для образца с  $V_{гр} = 5$  м/с, внизу — для образца с  $V_{гр} = 3$  м/с; точки — для коллимированного пучка с углом отклонения от оси  $\alpha = 0$ ; кружки — для расходящегося пучка с углом отклонения от оси до  $\alpha = 30^\circ$ . В каждой точке разыграно  $10^4$  событий. Штриховая линия — величина  $P$ , вычисленная по формуле (7) для скорости  $V = 6$  м/с.

$$U = \frac{\hbar^2}{2\pi m} \sum_r N_r b_r, \quad (10)$$

где  $\hbar$  — постоянная Планка,  $m$  — масса нейтрона,  $N_r$  — концентрация ядер  $r$ -го типа в образце,  $b_r$  — когерентная длина рассеяния нейтронов на связанном ядре  $r$ -го типа.

Например, для меди этот потенциал равен  $U_{Cu} = 167$  эВ, а для кремния и алюминия  $U_{Si, Al} = 56$  эВ. Показатель преломления для нейтронов определяется следующим образом [8]:

$$n^2 = 1 - \frac{U}{E}, \quad (11)$$

где  $E$  — кинетическая энергия нейтрона в вакууме. В области энергий ультрарезких нейтронов кроме потенциала часто пользуются другой характеристикой вещества — величиной граничной скорости  $V_{гр}$ , которая связана с потенциалом образца простым соотношением

$$V_{гр}^2 = \frac{2U}{m}. \quad (12)$$

Воспользовавшись (2), (11) и (12), можно вычислить зависимость поляризации прошедшего пучка нейтронов от величины потенциала образца  $U$  и граничной скорости  $V_{гр}$ . Для указанных выше параметров возможного эксперимента эта зависимость показана на рис. 2. Следует отметить, что в реальном экспе-

рименте приходится иметь дело с неколлимированным и немонокроматическим пучком нейтронов. Для оценок в этом случае было проведено численное моделирование на ЭВМ. Результаты расчета приведены на рис. 3, где для того же эксперимента показана зависимость поляризации на выходе от степени монокроматизации падающего пучка  $\Delta V/V$  для двух образцов с граничными скоростями  $V_{гр1} = 3$  м/с и  $V_{гр2} = 5$  м/с. Спектр падающих нейтронов предполагался равномерным на интервале

$$\left[ V - \frac{\Delta V}{2}, V + \frac{\Delta V}{2} \right],$$

а  $V = 6$  м/с. Расчет проводился следующим образом. Сначала для каждого спинового состояния нейтрона путем интегрирования волнового числа по траектории определялся набег фазы после прохождения флиппера с образцом. После этого вычислялась разность фаз между этими состояниями  $\beta$ . Далее с вероятностью  $\cos^2(\beta/2)$  событию приписывалось значение поляризации  $P = +1$  и с вероятностью  $\sin^2(\beta/2)$  значение  $P = -1$ . Окончательный результат получался усреднением по всем разыгранным событиям. На этом же рисунке представлены результаты расчета в случае расходящегося пучка с отклонением от оси до  $30^\circ$ . При этом расстояние между фольгами было незначительно изменено ( $D \approx 77$  мкм) с тем, чтобы иметь нулевую поляризацию на выходе без образца. Как видно из рисунка, требования к коллимации пучка и к монокроматизации очень незначительны. Это позволяет надеяться на создание достаточно светосильных установок.

Следует отметить, что предложенный метод может быть использован также в фазово-контрастной нейтронографии.

## П Р И Л О Ж Е Н И Е

Для оценки степени неадиабатичности введем параметр  $k$  [9]

$$k = \frac{\omega_L}{\omega_H}, \quad (13)$$

где  $\omega_H$  — угловая скорость изменения направления магнитного поля  $H$  в системе покоя нейтрона,  $\omega_L$  — ларморовская частота прецессии спина нейтрона в магнитном поле.

Условием неадиабатичности будет неравенство  $k \ll 1$ .

Приведем оценку величины  $k$  при прохождении нейтроном токовой фольги толщиной  $S$ . Время пролета равно в этом случае  $t = S/V_0$ , где скорость нейтрона в веществе фольги  $V_0$  определяется через скорость нейтрона в вакууме  $V$  и граничную скорость фольги  $V_{гр}$  следующим соотношением:

$$V_0 = \sqrt{V^2 - V_{гр}^2}. \quad (14)$$

Если выбрать фольгу с малой граничной скоростью (например, для алюминия  $V_{гр} = 3.2$  м/с), то для данной задачи можно пренебречь различием между скоростями в вакууме и в среде. Вектор поля за это время повернется на угол  $\pi/2$ . Отсюда получаем

$$\omega_H \approx \frac{\pi V}{2S}. \quad (15)$$

В качестве оценки максимальной величины  $\omega_L$  воспользуемся выражением (3). Тогда

$$k \approx \frac{2S\gamma H_z}{\pi V}, \quad (16)$$

где  $\gamma = 2\mu/\hbar \approx 1.83 \cdot 10^4$  рад/(с·э). Если в (16) подставить параметры  $V = 6$  м/с,  $S = 5$  мкм,  $H_z = 6.3$  э, то получим  $k \approx 0.06$ , т. е. условие неадиабатичности хорошо выполняется. В этом случае для алюминиевой фольги выделяемая тепловая мощность будет составлять около  $0.14$  Вт/см<sup>2</sup>. Для задания необходимого расстояния между фольгами их удобно наносить на тонкие плоские подложки прозрачные для нейтронов (например, кремниевые пластинки). С этих же подложек можно организовать отвод тепла.

Автор выражает благодарность А. И. Франку за полезные обсуждения.

#### Список литературы

- [1] Frank A. I. // Nucl. Instr. Meth. 1989. Vol. A284. N 1. P. 161—170.
- [2] Франк А. И. // Атомная энергия. 1989. Т. 66. № 2. С. 93—99.
- [3] Барышевский В. Г., Франк А. И., Черепица С. В. Препринт ИАЭ. № 4887/14. М., 1989.
- [4] Mezei F. // Neutron Interferometry / Ed. U. Bonse, H. Rauch. Oxford: Clarendon Press, 1979. P. 265—272.
- [5] Франк А. И. // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Общая и ядерная физика. 1986. № 3(36). С. 69—70.
- [6] Neutron Spin Echo / Ed. F. Mezei. Lecture Notes in Physics 128. Berlin: Springer, 1980.
- [7] Summhammer J., Badurek G., Rauch H. et al. // Phys. Rev. A. 1983. Vol. 27. N 5. P. 2523—2532.
- [8] Юз Д. Нейтронная оптика. М.: ИЛ, 1955.
- [9] Абов Ю. Г., Гулько А. Д., Крупчицкий П. А. Поляризованные медленные нейтроны. М.: Атомиздат, 1966.

Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова  
Москва

Поступило в Редакцию  
21 мая 1991 г.