

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 отличия 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 ω_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

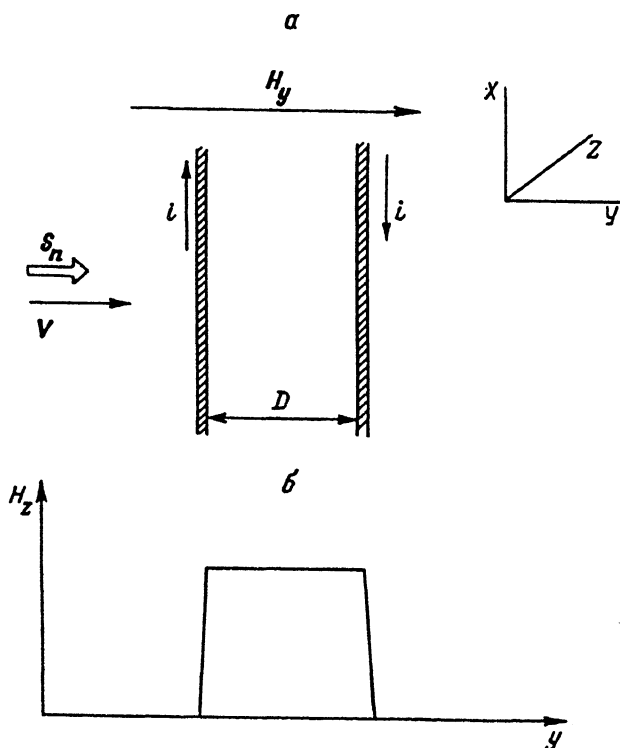


Рис. 1. Схема флиппера на основе токовой фольги (а) и распределение поля H_z для центральной части флиппера при $D/R \ll 1$, где D — расстояние между фольгами, R — ширина фольги (б).

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 $i = 5 \text{ А/см}$ (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 ω_L , которая равна

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

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

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

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 φ (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 ток фольги i 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 φ (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 $D \approx 82$ 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]:

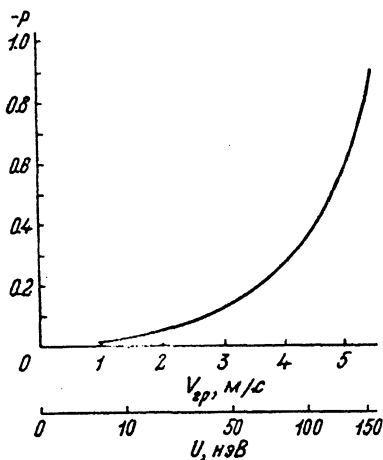


Рис. 2. Зависимость поляризации прошедшего пучка нейтронов от граничной скорости $V_{гр}$ и потенциала U образца для указанных в тексте параметров возможного эксперимента.

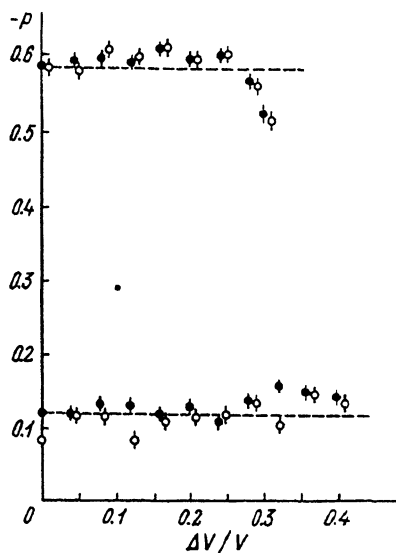


Рис. 3. Зависимость поляризации прошедшего пучка нейтронов от степени монохроматизации для указанных в тексте параметров возможного эксперимента.

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.

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

где h — 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 $U_{Cu} = 167$ нэВ, а для кремния и алюминия $U_{Si, Al} = 56$ нэВ. 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 ультралохолодных 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 немонахроматическим 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 монахроматизации 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 β . 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° . 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 монахроматизации 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 ω_H — угловая скорость изменения направления магнитного поля H в системе покоя нейтрона, ω_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 ω_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/см². 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.