

Невзаимная ячейка для нейтронов

Д. А. Татарский^{+*1)}, А. В. Петренко[×], С. Н. Вдовичев^{+*}, О. Г. Удалов⁺, Ю. В. Никитенко[×], А. А. Фраерман⁺

⁺Институт физики микроструктур РАН, 603950 Н. Новгород, Россия

^{*}Нижегородский государственный университет им. Лобачевского, 603950 Н. Новгород, Россия

[×]Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия

Поступила в редакцию 31 августа 2015 г.

После переработки 7 октября 2015 г.

Предсказан и экспериментально зарегистрирован эффект невзаимности прохождения тепловых нейтронов ($\lambda = (3-6) \text{ \AA}$) через систему магнитных зеркал с некопланарным распределением магнитной индукции. Относительная разность коэффициентов пропускания нейтронов в прямом и обратном направлениях достигает 75%. Таким образом, продемонстрирована возможность создания невзаимной ячейки для частиц со спином 1/2.

DOI: 10.7868/S0370274X15220014

Движение нейтронов в магнитном поле зависит от его пространственного распределения [1]. В работе [2] теоретически показано, что в случае некопланарного распределения магнитного поля рассеяние нейтронов невзаимно. Под невзаимными процессами понимаются процессы, происходящие с изменением сечения рассеяния при смене знака магнитного поля без перемены местами источника и приемника нейтронов или, наоборот, при перемене местами источника и приемника без изменения знака магнитного поля. Одновременная перемена местами источника и приемника и смена знака магнитного поля не изменяют дифференциального сечения рассеяния неполяризованных нейтронов [3, 4]. Нам не известны эксперименты, в которых наблюдалось бы невзаимное рассеяние нейтронов некопланарными магнитными системами. В этой работе мы сообщаем о первом таком наблюдении.

Рассмотрим два параллельных магнитных зеркала, помещенных во внешнее магнитное поле. Магнитные моменты ($\mathbf{M}_{1,2}$) лежат в плоскости зеркал, а внешнее магнитное поле \mathbf{B} перпендикулярно этой плоскости. В зависимости от взаимной ориентации магнитных моментов зеркал в рассматриваемой системе может реализовываться как компланарное, ($\mathbf{B}[\mathbf{M}_1 \times \mathbf{M}_2] = 0$), так и некопланарное, ($\mathbf{B}[\mathbf{M}_1 \times \mathbf{M}_2] \neq 0$), распределение магнитной индукции (рис. 1). Будем считать, что магнитные зеркала являются идеальными поляризаторами. При падении нейтронов на идеальное зеркало с намагничен-

ностью \mathbf{M}_1 полностью отражаются нейтроны со спином, сонаправленным с \mathbf{M}_1 . Нейтроны с противоположным спином проходят сквозь зеркало. Коэффициент прохождения неполяризованных нейтронов через систему из двух зеркал, помещенных во внешнее поле, равен

$$I_{\pm} = [1 + \cos(\varphi \pm \beta)]/4. \quad (1)$$

Знаки “ \pm ” соответствуют прямому и обратному (с переменной местами источника и приемника) прохождению нейтронов через рассматриваемую ячейку. Коэффициент прохождения зависит от фазы $\varphi = \omega\tau$, приобретаемой в результате прецессии спина нейтрона во внешнем магнитном поле B с частотой $\omega = 2\mu_n B/\hbar$ за время его пролета τ между магнитными зеркалами, угол между магнитными моментами которых равен β . Легко убедиться в том, что формула (1) удовлетворяет теореме взаимности: $I_+(B) = I_-(-B)$ [3, 4]. В соответствии с предсказанием [2] в компланарном случае ($\beta = 0, \pi$) прохождение нейтронов взаимно, $I_+(B) = I_-(B)$, а для некопланарного распределения магнитной индукции рассматриваемая система представляет собой невзаимную ячейку: $I_+(B) \neq I_-(B)$ или $I_{\pm}(B) \neq I_{\pm}(-B)$. Рис. 1 иллюстрирует принцип функционирования этой невзаимной ячейки. После отражения от первого зеркала пучок нейтронов становится полностью поляризованным параллельно \mathbf{M}_1 . Пусть частота прецессии и время пролета нейтрона между зеркалами таковы, что спин нейтрона повернулся по часовой стрелке на $\pi/2$ и совпал с направлением магнитного момента второго зеркала \mathbf{M}_2 (рис. 1а). При

¹⁾e-mail: tatarsky@ipmras.ru

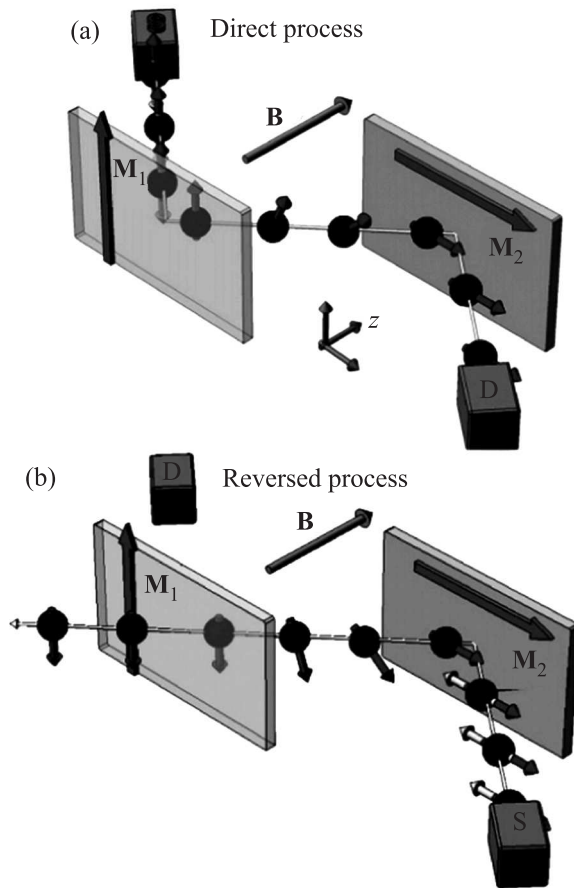


Рис. 1. Схема невязимной ячейки. Неполаризованный пучок нейтронов испускается источником S и регистрируется детектором D . Пучок последовательно отражается от зеркал с намагниченностями M_1 и M_2 . Спин нейтрона прецессирует во внешнем поле B между зеркалами. Когда намагниченности зеркал перпендикулярны друг другу, интенсивности прохождения в прямом (а) и обратном (б) процессах отличаются (см. текст)

этом коэффициент отражения от второго зеркала равен единице, а коэффициент прохождения через всю систему максимален (равен $1/2$). При смене порядка отражения от зеркал, вращение спина на $\pi/2$ после первого отражения приводит к антипараллельной взаимной ориентации спина нейтрона и намагниченности зеркала M_1 (рис. 1b). Коэффициент отражения при этом равен нулю, а прохождение минимально. В компланарном случае коэффициенты прохождения для прямого и обратного процессов одинаковы и равны $1/4$.

Для экспериментального наблюдения изложенных особенностей прохождения нейтронов были изготовлены два магнитных зеркала, которые представляли собой пленки $CoFe$ толщиной ~ 115 нм, на-

несенные на стеклянные подложки методом магнетронного напыления. Поперечные размеры зеркал составляли 140×50 мм². Известно [5], что подобные пленки обладают прямоугольной петлей гистерезиса при намагничивании в плоскости, что подтвердили и наши измерения. Остаточная намагниченность составляет 90–95 % намагниченности насыщения. Поле коэрцитивности ~ 150 Э. Зеркала располагались параллельно друг другу, как это показано на рис. 2. Для контроля параллельности зеркал меж-

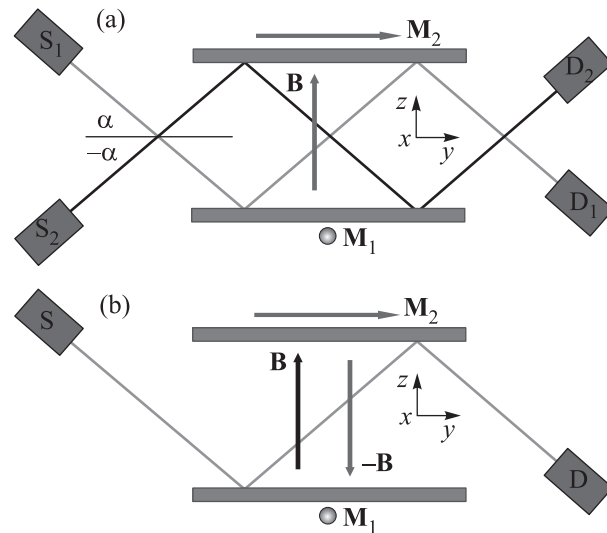


Рис. 2. Схема измерений. (а) – Измерения с различным углом скольжения ($\alpha, -\alpha$) при фиксированном внешнем поле. Нейтронные пучки из источников S_1 и S_2 отвечают прямому и обратному процессам. (б) – Измерения при инверсии внешнего магнитного поля, но при фиксированном положении источника и детектора. Пучок нейтронов проходит через систему. В зависимости от знака внешнего магнитного поля прохождение соответствует прямому или обратному процессам

ду ними зажималась стеклянная пластина толщиной 0.5 мм. Вся конструкция находилась во внешнем магнитном поле, перпендикулярном поверхности зеркал, с индукцией 10–30 Э. В силу относительной слабости внешнего поля мы пренебрегаем его влиянием на распределение намагниченности в зеркалах и земановским расщеплением отраженного от зеркал пучка нейтронов [6–8]. Нейтроны, последовательно отразившись от магнитных зеркал, регистрировались детектором. Угол скольжения пучка нейтронов $\alpha \sim 7$ мрад был выбран между первым и вторым критическими углами для нейтронов с длиной волны 3–6 Å, которые определяются соотношением ядерного и магнитного потенциалов пленок $CoFe$ [9]. Поляриза-

ционная эффективность зеркал в рассматриваемом диапазоне длин волн нейтронов составляла $\sim 80\%$.

Эксперименты проводились на импульсном реакторе ИВР-2М (ОИЯИ, г. Дубна). В первой серии экспериментов изменялся порядок отражения нейтронов от зеркал путем замены угла скольжения α на $-\alpha$ (рис. 2а). Для рассматриваемой системы это эквивалентно перемене местами источника и детектора. Действительно, вращение всей системы на угол 180° вокруг оси z с последующим вращением магнитного поля вокруг этой же оси на тот же угол переводит эти процессы друг в друга. При этом мы использовали инвариантность дифференциального сечения рассеяния нейтронов относительно когерентного (в каждой точке на один и тот же угол) вращения вектора магнитной индукции [2] и одномерность (зависимость магнитного поля и ядерных потенциалов от координаты z) рассматриваемой системы. Во второй серии экспериментов изменялся знак внешнего магнитного поля (рис. 2б). Для данной системы такой процесс эквивалентен смене направления магнитных индукций зеркал и внешнего поля, т.к. смена знака магнитных моментов зеркал не меняет угла между ними (1). Эксперименты проводились как для компланарного ($\mathbf{M}_1 \parallel \mathbf{M}_2$), так и для некомпланарного ($\mathbf{M}_1 \perp \mathbf{M}_2$) распределения магнитной индукции. Зависимости интенсивности прошедшего пучка от z -компоненты волнового вектора нейтронов приведены на рис. 3–6.

Общим свойством этих зависимостей является их немонотонный, осциллирующий характер, что служит проявлением прецессии спина нейтрона во внешнем магнитном поле при пролете между зеркалами. Фаза φ в формуле (1) равна

$$\varphi = \frac{2\mu_n B d m}{\hbar^2 k_z}, \quad (2)$$

где $k_z = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \alpha$, λ , m – длина волны и масса нейтрона, d – расстояние между зеркалами. В компланарном случае экстремумы коэффициента прохождения определяются условием $\varphi = \pi n/2$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ Впервые подобные осцилляции наблюдались в экспериментах по нейтронному “спиновому эху” [10]. Основным результатом нашей работы является наблюдение невзаимного прохождения нейтронами рассматриваемой системы в случае некомпланарного распределения магнитной индукции. Если распределение индукции компланарно ($\mathbf{M}_1 \parallel \mathbf{M}_2$), то коэффициенты прохождения для прямого и обратного процессов совпадают с экспериментальной точностью, которая определяется шагом гониометра ~ 0.3 мрад, расходимостью нейтронного

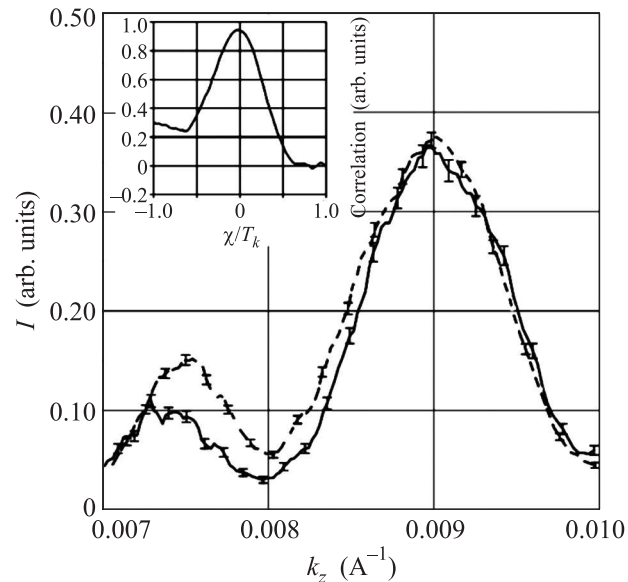


Рис. 3. Экспериментальные зависимости интенсивности прошедшего через компланарную систему пучка нейтронов от z -компоненты волнового вектора ($B = 18 \text{ Э}$). Сплошная линия – прямой процесс, штриховая соответствует смене порядка прохождения зеркал ($\alpha \rightarrow -\alpha$). На вставке показана корреляционная функция этих зависимостей

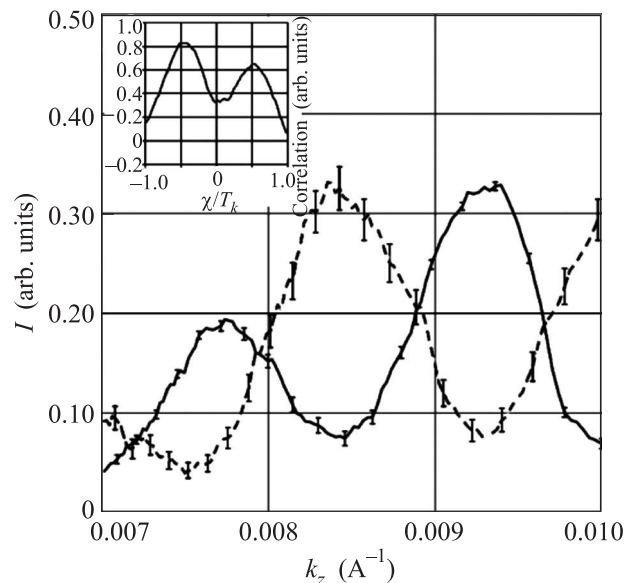


Рис. 4. Экспериментальные зависимости интенсивности прошедшего через некомпланарную систему пучка нейтронов от z -компоненты волнового вектора ($B = 18 \text{ Э}$). Сплошная линия – прямой процесс, штриховая соответствует смене порядка прохождения зеркал ($\alpha \rightarrow -\alpha$). На вставке показана корреляционная функция этих зависимостей

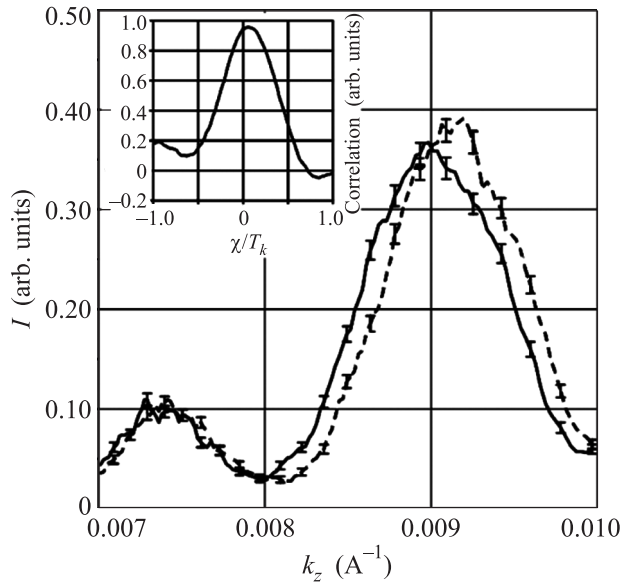


Рис. 5. Экспериментальные зависимости интенсивности прошедшего через компланарную систему пучка нейтронов от z -компоненты волнового вектора ($B = 18 \text{ Э}$). Сплошная линия – прямой процесс, штриховая соответствует смене знака внешнего поля ($B \rightarrow -B$). На вставке показана корреляционная функция этих зависимостей

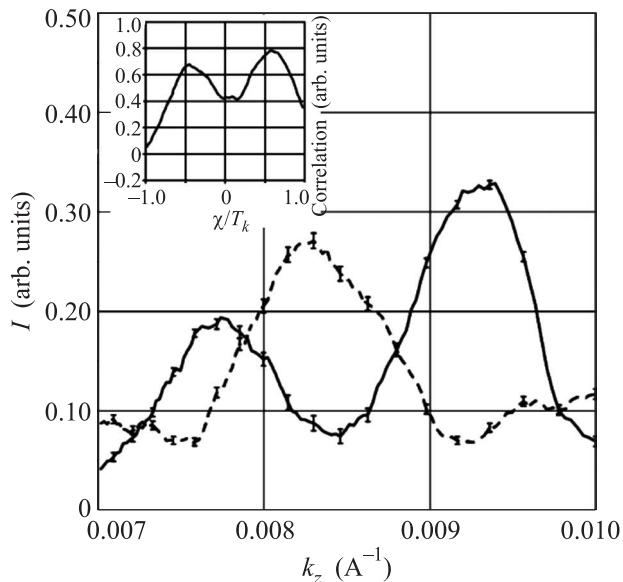


Рис. 6. Экспериментальные зависимости интенсивности прошедшего через некомпланарную систему пучка нейтронов от z -компоненты волнового вектора ($B = 18 \text{ Э}$). Сплошная линия – прямой процесс, штриховая соответствует смене знака внешнего поля ($B \rightarrow -B$). На вставке показана корреляционная функция этих зависимостей

пучка ~ 0.6 мрад и флуктуациями магнитного поля в зазоре между зеркалами $\sim 0.5 \text{ Э/день}$ (рис. 3 и 5). Для некомпланарного распределения магнитной индукции ($\mathbf{M}_1 \perp \mathbf{M}_2$) коэффициенты прохождения для прямого и обратного процессов ($\alpha \rightarrow -\alpha$, рис. 4; $B \rightarrow -B$, рис. 6) существенно различны. Их относительная разница достигает 75%. Мы рассчитали также корреляционную функцию $\rho(\chi)$ [11] экспериментальных зависимостей прямого и обратного прохождения от волнового числа (вставки к рис. 3–6):

$$\rho(\chi) = \frac{\int [I_+(k_z + \frac{\chi}{2}) - \bar{I}_+] [I_-(k_z - \frac{\chi}{2}) - \bar{I}_-] dk_z}{\sqrt{\int [I_+(k_z + \frac{\chi}{2}) - \bar{I}_+]^2 dk_z \int [I_-(k_z - \frac{\chi}{2}) - \bar{I}_-]^2 dk_z}}, \quad (3)$$

где \bar{I}_{\pm} – средние значения интенсивностей прохождения нейтронов. На вставках к рисункам $T_k = \frac{\pi \hbar^2 k_k^2}{2m\mu_n} \frac{1}{B}$ есть “квазипериод” осцилляций коэффициента прохождения, вычисленный при $k_z = 0.008 \text{ А}^{-1}$. Если для компланарного распределения магнитного поля корреляционная функция имеет единственный максимум вблизи $\chi = 0$, то в некомпланарном случае имеется два максимума, $\frac{\chi}{T_k} = \pm 1/2$, что однозначно свидетельствует о “противофазности” зависимостей $I_+(k_z)$, $I_-(k_z)$ и невязимном характере прохождения нейтронов.

Таким образом, нами показано, что в случае некомпланарного распределения магнитной индукции рассмотренная система представляет собой невязимную ячейку для нейтронов. Интересно сравнить эту ячейку с невязимной ячейкой Фарадея для света [12]. Обе системы состоят из поляризатора, фазовращателя и анализатора. Однако зависимости разности прямого и обратного коэффициентов пропускания $\Delta I = I_+ - I_-$ от угла β между анализатором и поляризатором для них существенно различны: для света $\Delta I \sim \sin 2\beta$, а для нейтронов $\Delta I \sim \sin \beta$. С учетом известной аналогии в описании нейтронов и электронов в проводящих ферромагнетиках [13] результаты данной работы могут быть использованы для создания невязимных элементов спинтроники, основанных на управлении спиновой прецессией электронов [14], и послужат стимулом для экспериментального исследования других невязимных эффектов при рассеянии электронов [15, 16] и нейтронов [17, 18] некомпланарными магнитными системами.

Авторы выражают благодарность Н.А. Коротковой, Б.А. Грибкову, П.А. Юнину, Н.С. Гусеву,

С.В. Кожевникову, А.Ю. Климову, В.В. Рогову и И.А. Шерешевскому за помощь в проведении эксперимента и при обработке результатов. Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ # 14-02-31809, 14-02-00625 и гранта # 02.В.49.21.0003 между МОН РФ и ННГУ.

1. Ю. А. Изюмов, В. Е. Найш, Р. П. Озеров, *Нейтроннография магнетиков*, Атомиздат, М. (1981).
2. Д. А. Татарский, О. Г. Удалов, А. А. Фраерман, *ЖЭТФ* **142**, 710 (2012).
3. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика: нерелятивистская теория*, Наука, М. (2002).
4. L. Deak and T. Fulop, *Ann. Phys.* **327**, 1050 (2012).
5. H. S. Jung, W. D. Doyle, and S. Matsunuma, *J. Appl. Phys.* **93**, 6462 (2003).
6. В. К. Игнатович, *Письма в ЖЭТФ* **28**, 311 (1978).
7. G. P. Felcher, S. Adenwalla, V. O. De Haan, and A. A. Van Well, *Nature* **377**, 409 (1995).
8. Д. А. Корнеев, В. И. Боднарчук, В. К. Игнатович, *Письма в ЖЭТФ* **63**, 900 (1996).
9. И. И. Гуревич, Л. В. Тарасов, *Физика нейтронов низких энергий*, Наука, М. (1965).
10. F. Mezei, *Z. Phys.* **255**, 146 (1972).
11. Д. Худсон, *Статистика для физиков: лекции по теории вероятностей и элементарной статистике*, Мир, М. (1970).
12. А. К. Звездин, В. А. Котов, *Магнитооптика тонких пленок*, Наука, М. (1988).
13. С. В. Вонсовский, *Магнетизм*, Наука, М. (1971).
14. F. J. Jedema, H. B. Heersche, A. T. Filip, J. J. A. Baselmans, and B. J. van Wees, *Nature* **416**, 713 (2002).
15. G. Tatara and H. Kohno, *Phys. Rev. B* **67**, 113316 (2003).
16. D. Loss, P. Goldbart, and A. V. Balatsky, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1655 (1990).
17. O. G. Udalov and A. A. Fraerman, *Phys. Rev. B* **90**, 064202 (2014).
18. O. G. Udalov, *J. Phys. Soc. Jpn.* **82**, 064714 (2013).