

ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ НЕЙТРОНОВ В СРЕДЕ С ГЕЛИКОИДАЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРОЙ

А. А. Фраерман, О. Г. Удалов*

*Институт физики микроструктур Российской академии наук
603950, ГСП-105, Нижний Новгород, Россия*

Поступила в редакцию 21 апреля 2006 г.

В работе рассмотрены особенности движения нейтронов в некомпланарном магнитном поле на примере конкретного распределения намагниченности в виде конусной спирали. Проведены расчеты коэффициентов отражения нейтронов от кристаллов гольмия. Показано, что при некомпланарном распределении магнитного поля в кристалле коэффициент отражения нейтронов с переворотом спина имеет дополнительную особенность.

PACS: 61.12.Na

1. ВВЕДЕНИЕ

Одна из активно обсуждаемых возможностей создания новых электронных приборов базируется на связи спиновых и пространственных переменных волновой функции носителей тока в твердых телах [1]. В рамках s - d -модели Вонсовского [2, 3] движение электронов проводимости в ферромагнитных проводниках описывается уравнением Паули, содержащим слагаемое $J(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{M})$, где $\boldsymbol{\sigma}$ — вектор матриц Паули. Под J понимается эффективная обменная константа, а под \mathbf{M} — магнитный момент образца. В настоящее время существует большое число работ, посвященных изучению транспортных свойств систем с компланарным распределением намагниченности [1]. Свойства систем с некомпланарным распределением практически не изучены. Отличительной особенностью таких систем является нарушение симметрии по отношению к обращению направления движения частицы. На одно из следствий этой асимметрии указано в работах [4, 5], в которых теоретически показано, что в мезоскопическом проводящем кольце с некомпланарным распределением намагниченности возникает электрический ток. При этом величина тока пропорциональна степени некомпланарности распределения намагниченности.

В основе данной работы лежит тот факт, что по-

ведение нейтронов в магнитном поле, так же как и электронов проводимости в ферромагнитных проводниках, описывается уравнением Паули. В паулевском слагаемом в случае нейтронов под J следует понимать собственный магнитный момент нейтрона, а магнитный момент \mathbf{M} нужно заменить вектором магнитной индукции \mathbf{B} [6]. Таким образом, можно ожидать, что эффекты, связанные с некомпланарностью магнитного поля, могут наблюдаться и в экспериментах по магнитной нейтронографии.

Некомпланарное распределение намагниченности может быть реализовано различными способами, например, помещением доменной стенки [7] или многослойной структуры с неколлинеарным распределением намагниченности [8] во внешнее магнитное поле. Некомпланарное распределение намагниченности реализуется также и в ферромагнитных микрочастицах [9]. Особое место среди некомпланарных распределений занимает конусная (или ферромагнитная) спираль:

$$\mathbf{B} = (b \cos(qz), b \sin(qz), B_z). \quad (1)$$

Задача о собственных функциях и спектре частицы в таком поле может быть решена без использования каких-либо приближенных методов [10].

Распределение намагниченности в виде спирали (1) реализуется в редкоземельных элементах, таких как гольмий [11, 12], диспрозий, эрбий [3, 11], а также в некоторых сплавах, например, в MnSi [13]. Суще-

*E-mail: andr@ipm.sci-nnov.ru

ствует много экспериментальных работ, посвященных изучению спиральных магнитных структур в редкоземельных элементах методом магнитной нейтронографии [12]. Интерпретация экспериментальных данных в этих работах основывается на борновском приближении. В рамках этого приближения спиральная магнитная структура проявляется в наличии дополнительных максимумов отражения нейтронов при выполнении условий брэгговского резонанса $2k_z = q_a \pm q$, где k_z — z -компонента волнового вектора нейтронов в вакууме, q_a — волновое число кристаллической решетки, q — волновое число спирали. Отметим, однако, что проявление эффектов, связанных с некомпланарностью распределения магнитного поля, следует ожидать в высших порядках теории возмущений [4], поэтому наблюдение такого сорта эффектов затруднено в области больших энергий (или малых углов падения) нейтронов.

С другой стороны, в области малых углов скольжения нейтронов, близких к области полного внешнего отражения, можно не учитывать кристаллическую структуру образца. В этом случае решение задачи об отражении нейтронов от среды со спиральным магнитным полем (1) может быть найдено точно без использования каких-либо приближенных методов. Пренебрежение кристаллической структурой оправдано, если период магнитной спирали ($2\pi/q$) существенно больше периода кристаллической решетки ($2\pi/q_a$). Например, в гольмии при достаточно низких температурах [12] шаг спирали в двенадцать раз больше периода кристаллической решетки. Отметим также, что распределение магнитного момента в виде ферромагнитной спирали не приводит к распределению магнитной индукции в виде конусной спирали (1). Действительно, если ось спирали перпендикулярна поверхности образца, то нормальная компонента магнитной индукции B_z равна нулю из-за существования размагничивающего поля $H_z = -4\pi M_z$. Следовательно, для наблюдения эффектов, связанных с некомпланарностью распределения магнитной индукции, необходимо проводить эксперименты во внешнем магнитном поле.

Целью данной работы является исследование связанных с некомпланарностью магнитного поля особенностей отражения низкоэнергетичных поляризованных нейтронов от среды со спиральной магнитной структурой в области углов падения, близких к углу полного внешнего отражения. В первой части работы рассмотрена задача о спектре нейтронов в магнитном поле вида (1). Во второй части приведены результаты расчета коэффициентов отражения нейтронов от поверхности гольмия вблизи кри-

стического угла для случаев компланарного и некомпланарного распределений магнитного поля внутри образца.

2. ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРА ЧАСТИЦ В БЕСКОНЕЧНОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ СПИРАЛИ

Уравнение Паули, описывающее поведение нейтронов в среде с конусной спиралью, имеет вид

$$-\frac{\hbar^2}{2m_n}\Delta\Psi(\mathbf{r})+U_0\Psi(\mathbf{r})-\mathbf{B}(z)\hat{\boldsymbol{\mu}}\Psi(\mathbf{r})=E_{tot}\Psi(\mathbf{r}), \quad (2)$$

где m_n — масса нейтрона, $\hat{\boldsymbol{\mu}} = \gamma_n e \hbar \hat{\boldsymbol{\sigma}} / 2m_n c$ — оператор магнитного момента нейтрона ($\gamma_n = -1.91$, $\hat{\boldsymbol{\sigma}}$ — вектор, составленный из матриц Паули, c — скорость света, e — величина заряда электрона), U_0 — средняя по кристаллу энергия взаимодействия нейтронов с ядрами, $\mathbf{B}(z)$ — индукция магнитного поля (1). Поскольку энергия взаимодействия нейтронов с магнитным полем зависит только от одной пространственной координаты, данное уравнение может быть сведено к одномерному:

$$-\frac{\partial^2\Psi}{\partial z^2} + \tilde{U}_0\Psi - \begin{pmatrix} \tilde{B}_z & \tilde{b}e^{-iqz} \\ \tilde{b}e^{iqz} & -\tilde{B}_z \end{pmatrix} \Psi = \tilde{E}\Psi, \quad (3)$$

где $\tilde{E} = E_{tot}/(\hbar^2/2m_n) - (k_x^2 + k_y^2)$, $k_{x,y}$ — компоненты волнового вектора, перпендикулярные оси спирали, $\tilde{U}_0 = U_0/(\hbar^2/2m_n)$, $\tilde{\mathbf{B}} = \gamma_n e \mathbf{B}/\hbar c$. Система (3) инвариантна относительно трансляции на произвольную константу $z \rightarrow z + a$ с последующим поворотом спинора Ψ на угол qa вокруг оси z спирали [10]. Собственными функциями данной задачи являются плоские волны

$$\Psi(z) = \begin{pmatrix} \delta^\pm(k)e^{-i(q/2)z} \\ e^{i(q/2)z} \end{pmatrix} e^{ikz}, \quad (4)$$

где

$$\delta^\pm(k) = \frac{\tilde{B}_z - qk \pm \sqrt{q^2 k^2 + |\tilde{\mathbf{B}}|^2 - 2\tilde{B}_z qk}}{\tilde{\mathbf{b}}}. \quad (5)$$

Состояние частицы в спирали определяется волновым числом k и индексом ветки («+» или «-»). Для частиц, находящихся на различных ветках спектра, ориентация спина по отношению к магнитному полю различна (более подробно см. [20]). Спектр частиц $\tilde{E}(k)$ в магнитной спирали дается формулой

$$\tilde{E}^\pm(k) = \tilde{U}_0 + k^2 + \frac{q^2}{4} \pm \sqrt{q^2 k^2 + |\tilde{\mathbf{B}}|^2 - 2\tilde{B}_z qk}. \quad (6)$$

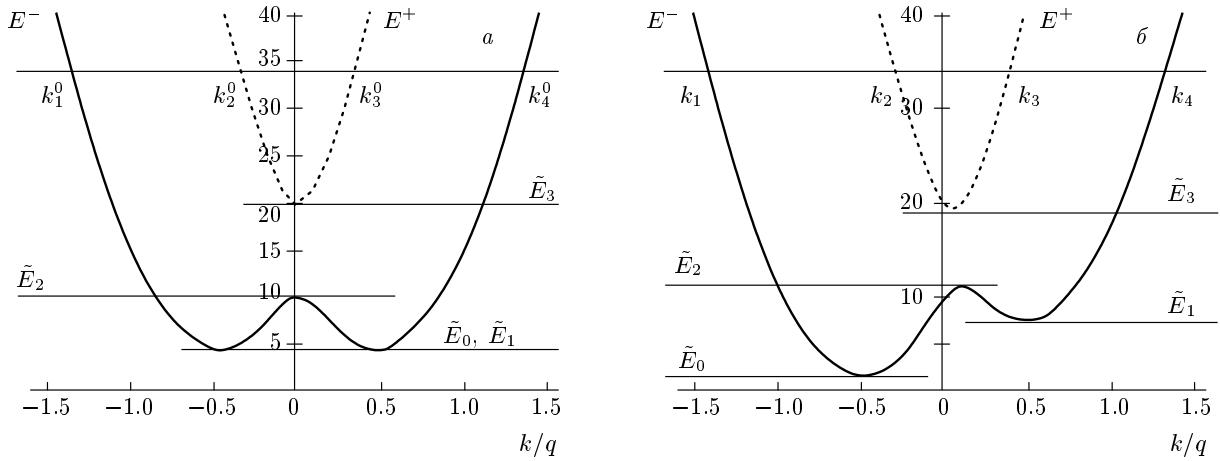


Рис. 1. Спектр частиц в магнитной спирали, $q = 2\pi$, $|\tilde{B}| = 5$, $\tilde{U}_0 = 5$: а — $\tilde{B}_z = 0$; б — $\tilde{B}_z = 3$

Из формулы (6) следует, что при $qB_z \neq 0$ спектр является несимметричной функцией волнового числа k (рис. 1б).

Спектр, представленный на рис. 1а и 1б, имеет четыре экстремума $\tilde{E}_{0,1,2,3}$. При малых \tilde{B}_z они могут быть найдены по формулам

$$\tilde{E}_{0,1} = \tilde{U}_0 - \frac{\tilde{B}^2}{q^2} \mp \frac{\sqrt{q^4 - 4\tilde{B}^2}}{q^3} q\tilde{B}_z, \quad (7a)$$

$$\tilde{E}_{2,3} = \tilde{U}_0 + \frac{q^2}{4} \mp \tilde{B} + \frac{6\tilde{B} + q^2}{2\tilde{B}(2\tilde{B} \pm q^2)} q^2 \tilde{B}_z. \quad (7б)$$

Если распределение поля некомпланарно, то спектр частицы является несимметричным. Эта асимметрия проявляется в неравенстве E_0 и E_1 , что, в свою очередь, должно приводить к особенностям в угловых зависимостях коэффициента отражения нейтронов.

3. ОТРАЖЕНИЕ НЕЙТРОНОВ ОТ СРЕДЫ СО СПИРАЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРОЙ

Рассмотрим задачу об отражении поляризованных нейтронов от полубесконечной среды с магнитной структурой в виде спирали. Пусть ось спирали перпендикулярна границе раздела. Уравнение, описывающее движение частицы, имеет вид

$$-\frac{\hbar^2}{2m_n} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + \chi(z)U_0\Psi - \mathbf{B}\hat{\mu}\Psi = E\Psi, \quad (8)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = (b \cos(qz)\chi(z), b \sin(qz)\chi(z), B_z),$$

$$\chi(z) = \begin{cases} 1, & z \geq 0, \\ 0, & z < 0. \end{cases} \quad (9)$$

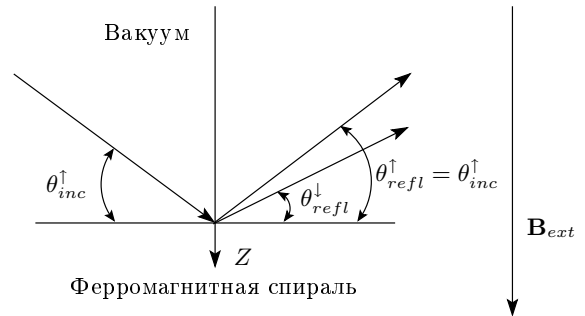


Рис. 2. Отражение нейтронов от ферромагнитной спирали: B_{ext} — внешнее магнитное поле, θ_{inc}^{\uparrow} — угол скольжения падающих нейтронов. Магнитный момент падающих нейтронов направлен по внешнему полю, θ_{refl}^{\uparrow} , $\theta_{refl}^{\downarrow}$ — углы скольжения отраженных нейтронов, магнитный момент которых направлен соответственно по и против поля

Нормальная компонента поля B_z отлична от нуля во всем пространстве, так как определяется внешним полем. Даже при наличии z -компоненты намагниченности в среде перпендикулярная компонента магнитной индукции равна нулю в отсутствие внешнего поля в силу граничного условия на нормальную к поверхности компоненту.

Рассмотрим область $z < 0$. Полная энергия нейтронов в однородном магнитном поле E_{tot} определяется формулой

$$E_{tot} = \frac{\hbar^2}{2m_n}(k_x^2 + k_y^2) + \frac{\hbar^2}{2m_n}k_z^2 \pm \mu|\mathbf{B}|, \quad (10)$$

где k_x, k_y, k_z — компоненты волнового вектора нейтрона. Из этой формулы следует, что при фиксиро-

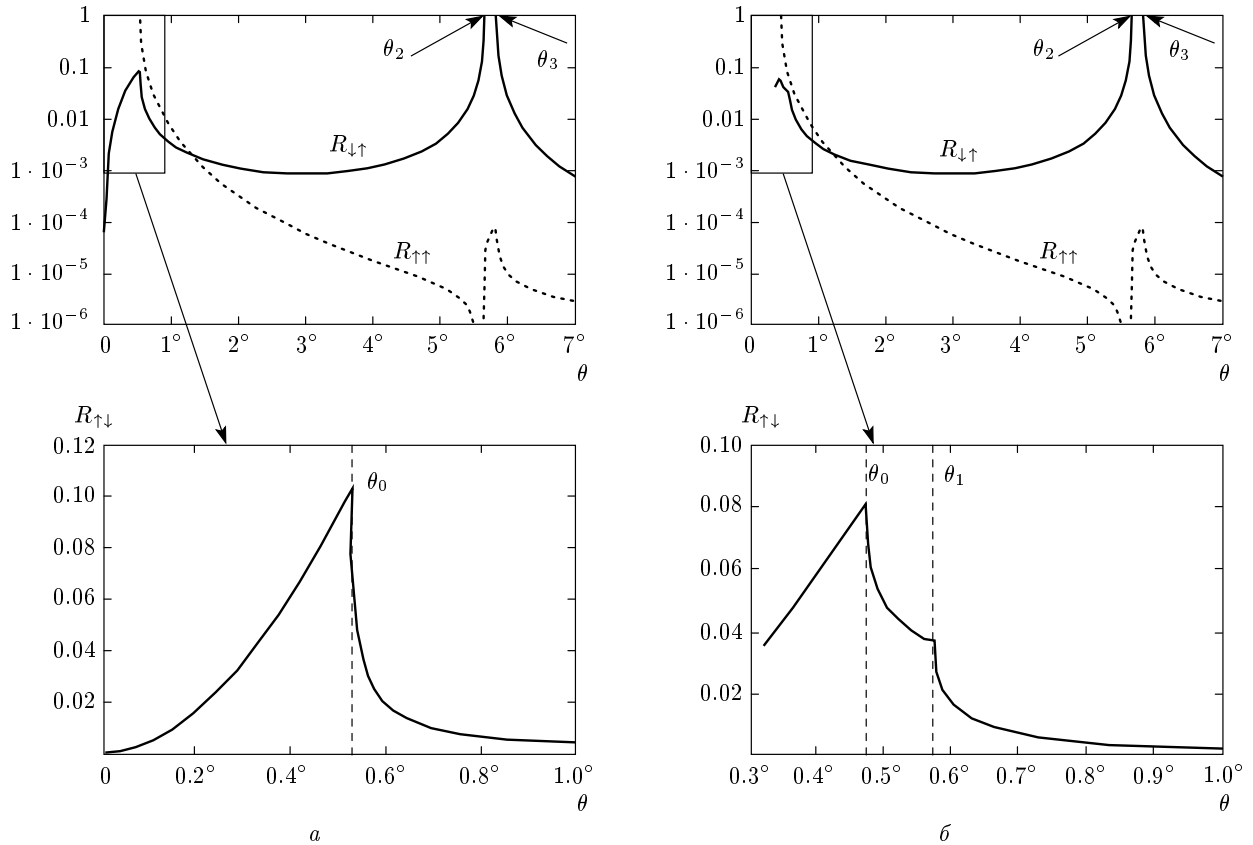


Рис. 3. Угловые зависимости коэффициента отражения нейтронов от гольмия: θ — угол скольжения нейтронов. Падающие нейтроны поляризованы по внешнему полю: $a - B_z = 0$; $b - B_z = 2$ кГс

ванной величине полной энергии длина волны нейтрона зависит от ориентации его спина по отношению к магнитному полю. В случае смены поляризации нейтрона при отражении угол отражения будет отличаться от угла падения. Угол скольжения θ_{inc} определяется по формуле

$$\operatorname{tg} \theta_{inc} = \frac{k_z}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2}}. \quad (11)$$

Подставляя это выражение в формулу (10), можно найти связь между углом скольжения θ_{inc} и энергией E :

$$E = \frac{E_{tot} \operatorname{tg}^2(\theta_{inc}) \mp \mu B_z}{1 + \operatorname{tg}^2(\theta_{inc})}. \quad (12)$$

Знак « \mp » в формуле (12) соответствует нейтронам, поляризованным по или против внешнего поля.

В области $z > 0$ при заданной энергии могут существовать четыре плоские волны с волновыми числами $k_{1,2,3,4}$ (см. рис. 1). Две из них соответствуют состояниям с положительной групповой скоростью,

а две — состояниям с отрицательной групповой скоростью. Поскольку при $z \rightarrow \infty$ отражение отсутствует, амплитуды волн, имеющих отрицательную групповую скорость, должны быть положены равными нулю. При $E > E_3$ состояния с положительной групповой скоростью — состояния с волновыми числами k_3 и k_4 , при $E < E_2$ — состояния с k_2 и k_4 . В запрещенных областях $E_2 < E < E_3$ и $E < E_0$ волновые числа являются комплексными, и необходимо «оставлять» те из них, которые имеют положительную мнимую часть, т. е. соответствующие затухающим решениям. Выражения для коэффициентов отражения получаются из условия непрерывности компонент спинора и их производных на границе $z = 0$.

Особенности спектра нейтронов в ферромагнитной спирали могут быть исследованы по угловым зависимостям коэффициента отражения нейтронов. Действительно, изменяя угол падения нейтронов на образец, мы неизбежно проходим все экстремумы спектра (рис. 1). Возникновение дополнительной особенности из-за неравенства энергий E_0 и E_1

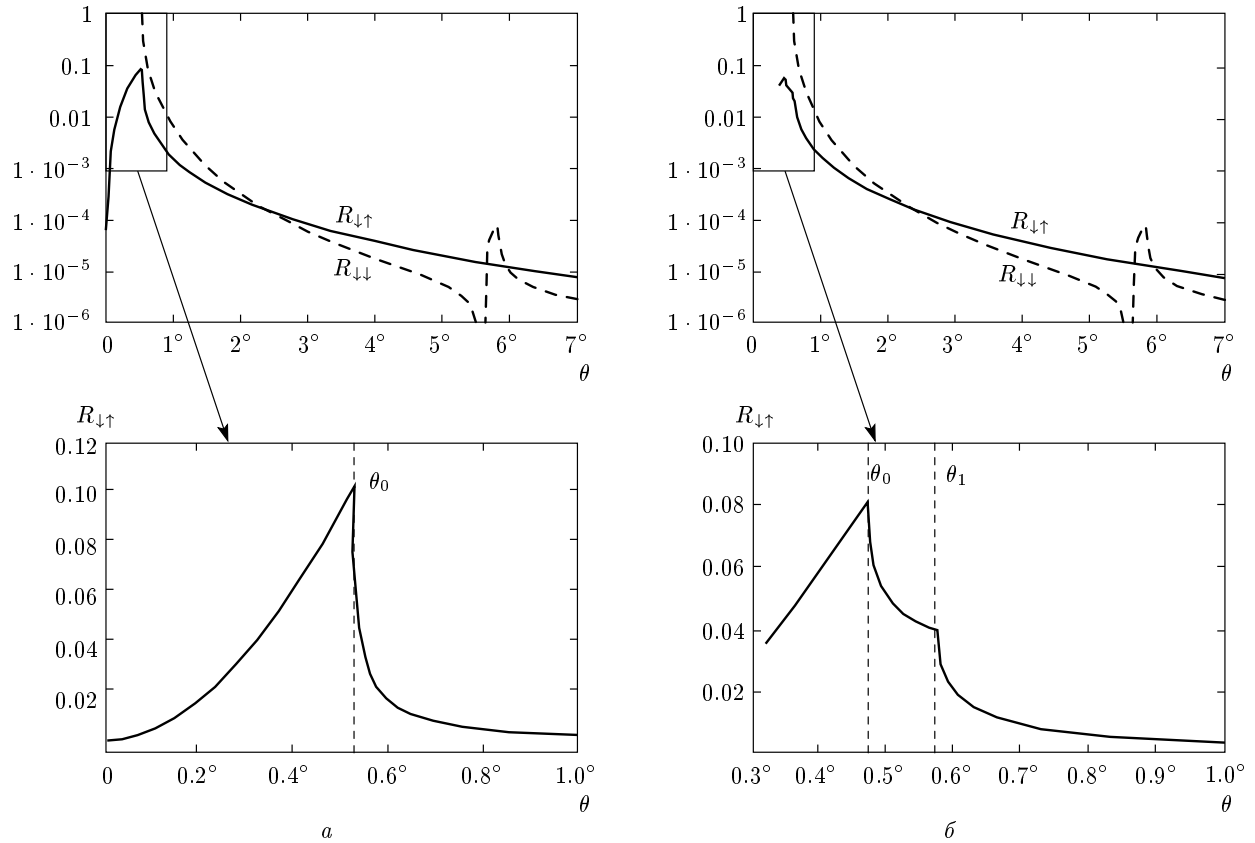


Рис. 4. Угловые зависимости коэффициента отражения нейтронов от гольмия: θ — угол скольжения нейтронов. Падающие нейтроны поляризованы против внешнего поля: $a - B_z = 0$; $b - B_z = 2$ кГс

должно свидетельствовать о нарушении симметрии спектра. Определение вида этой особенности является целью наших вычислений.

Обозначим коэффициенты отражения нейтронов от среды с ферромагнитной спиралью R^{ik} . Верхний индекс « i » показывает направление магнитного момента падающего нейтрона (\uparrow — по внешнему полю, \downarrow — против внешнего поля). Верхний индекс « k » показывает направление магнитного момента отраженного нейтрона. В области энергий $E > E_3$ коэффициенты отражения определяются следующими выражениями:

$$R^{\uparrow\uparrow} = \left| \frac{1}{D} \left[(\delta_3 - \delta_4) \left(\frac{q^2}{4} - k_3 k_4 + (k_- - k_+) \frac{q}{2} + k_+ k_- \right) + (\delta_3 + \delta_4) (k_3 - k_4) \frac{q}{2} - \delta_3 (k_- k_3 + k_+ k_4) + \delta_4 (k_- k_4 + k_+ k_3) \right] \right|^2, \quad (13a)$$

$$R = \left| \frac{1}{D} \left[(\delta_3 - \delta_4) \left(\frac{q^2}{4} - k_3 k_4 - (k_- - k_+) \frac{q}{2} + k_+ k_- \right) + (\delta_3 + \delta_4) (k_4 - k_3) \frac{q}{2} + \delta_3 (k_- k_3 + k_+ k_4) - \delta_4 (k_- k_4 + k_+ k_3) \right] \right|^2, \quad (13б)$$

$$R^{\uparrow\downarrow} = \left| \frac{1}{D} 2k_+ (k_4 - k_3) \right|^2, \quad (13в)$$

$$R^{\downarrow\uparrow} = \left| \frac{1}{D} 2k_- \delta_3 \delta_4 (k_4 - k_3) \right|^2, \quad (13г)$$

$$D = (\delta_3 - \delta_4) \left(-\frac{q^2}{4} + k_3 k_4 - (k_- + k_+) \frac{q}{2} + k_+ k_- \right) + (\delta_3 + \delta_4) (k_3 - k_4) \frac{q}{2} + \delta_3 (k_- k_3 - k_+ k_4) - \delta_4 (k_- k_4 - k_+ k_3), \quad (13д)$$

$$k_{\pm} = \sqrt{\frac{2m_n}{\hbar^2} (E \mp \mu B_z)},$$

$$\delta_3 = \delta^+(k_3), \quad \delta_4 = \delta^-(k_4).$$

В области $E < E_2$ коэффициенты отражения даются теми же формулами, но вместо k_3 нужно подставить k_2 и вместо $\delta_3 = \delta^+(k_3)$ подставить $\delta_2 = \delta^-(k_2)$. В запрещенной области $E_2 < E < E_3$ вместо k_3 нужно подставить волновое число k , соответствующее затухающему решению. Для энергий нейтронов $E < E_0$ и k_3 и k_4 в формулах (13) должны быть заменены квантовыми числами с положительной мнимой частью.

На рис. 3 и 4 представлены угловые зависимости коэффициентов отражения нейтронов от ферромагнитной спирали. Параметры $b = 38.9 \cdot 10^3$ Гс, $q = 1.24$ нм⁻¹ (взято при температуре 70 К), $U_0 = 6.9 \cdot 10^{-8}$ эВ взяты для гольмия [11, 12], длина волны нейтронов $\lambda = 1$ нм, величина внешнего поля $B_z = 2$ кГс. На рис. 3 и 4 углы, обозначенные $\theta_{0,1,2,3}$, соответствуют энергиям нейтронов $E_{0,1,2,3}$ (рис. 1). Особенность в области $\theta \sim 6^\circ$ ($\theta_2 < \theta < \theta_3$, $E_2 < E < E_3$) соответствует щели в дисперсионной кривой и возникает из-за брэгговского отражения от периодической структуры, образованной магнитным полем. С увеличением z -компоненты магнитного поля (а точнее, с уменьшением вследствие этого (x, y) -компоненты), как следует из формулы (76), величина $E_3 - E_2$ уменьшается, что приводит к уменьшению угловой ширины брэгговского резонанса. При уменьшении угла скольжения происходит полное отражение нейтронов ($\theta \sim \theta_0$). Отметим, что в области углов $\theta < \theta_0$ коэффициенты отражения $R^{\uparrow\uparrow}$ и $R^{\downarrow\downarrow}$ не равны единице.

Такое поведение является следствием асимметрии энергетического спектра нейтронов в ферромагнитной спирали (неравенства энергий $E_0 \neq E_1$) и, в конечном итоге, проявлением нарушения симметрии по отношению к обращению направления движения частицы со спином 1/2 в некомпланарном магнитном поле.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе рассмотрены особенности распространения нейтронов в некомпланарном магнитном поле на примере конкретного распределения в виде ферромагнитной спирали (1).

Спектр нейтронов в ферромагнитной спирали обладает рядом особенностей. Наиболее интересной из них является асимметрия спектра, появляющаяся при переходе от компланарного распределения магнитного поля к некомпланарному. Данная асим-

метрия проявляется в угловых зависимостях коэффициентов отражения нейтронов от среды с такой магнитной структурой. В частности, в области углов, близких к углу полного внешнего отражения, при переходе от компланарного распределения магнитного поля к некомпланарному на угловой зависимости коэффициента отражения нейтронов с переворотом спина возникает дополнительный критический угол (рис. 3б, 4б).

Авторы благодарят Н. Zabel, Ю. В. Никитенко и А. С. Мельникова за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 04-02-16827) и INTAS (грант № 03-51-4778), программы Минобрнауки РФ.

ЛИТЕРАТУРА

1. I. Zutic, J. Fabian, and S. D. Sarma, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004).
2. С. В. Вонсовский, *Магнетизм*, Наука, Москва (1971).
3. Э. Л. Нагаев, *Физика магнитных полупроводников*, Наука, Москва (1979).
4. G. Tataru and H. Kohno, *Phys. Rev. B* **67**, 113316 (2003).
5. D. Loss, P. Goldbart, and A. V. Balatsky, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1655 (1990).
6. И. И. Гуревич, Л. В. Тарасов, *Физика нейтронов низких энергий*, Наука, Москва (1965).
7. A. Hubert and R. Schafer, *Magnetic Domains. The Analysis of Magnetic Microstructures*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (2000).
8. V. S. Stepanyuk, W. Hergert, P. Rennet et al., *Phys. Rev. B* **59**, 1681 (1999).
9. R. P. Cowburn, D. K. Koltsov, A. O. Adeyeye et al., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1042 (1999).
10. M. Calvo, *Phys. Rev. B* **18**, 5073 (1978).
11. А. П. Бабичев, Н. А. Бабушкина, А. М. Братковский и др., *Физические величины*, Энергоатомиздат, Москва (1991).
12. W. C. Koehler, J. W. Cable, M. K. Wilkinson, and E. O. Wollan, *Phys. Rev.* **151**, 414 (1966).
13. Y. Ishikawa, G. Shirane, J. A. Tarvin et al., *Phys. Rev. B* **16**, 4956 (1977).