ЖЭТФ, 2013, том 143, вып. 5, стр. 912–917

ГЕНЕРАЦИЯ СПИН-ДВИЖУЩЕЙ СИЛЫ В СОЛИТОННОЙ РЕШЕТКЕ

А. С. Овчинников[a*], ***Вл. Е. Синицын***[a], ***И. Г. Бострем***[a], ***Дж. Кишине***[b]

[a] *Институт естественных наук, Уральский федеральный университет 620083, Екатеринбург, Россия*

[b] *Graduate School of Arts and Sciences, Open University of Japan Chiba, Japan*

Статья написана по материалам доклада
на 36-м Совещании по физике низких температур
(Санкт-Петербург, 2–6 июля 2012 г.)

Рассмотрена генерация спин-движущей силы в киральном гелимагнетике, вызванная действием двух скрещенных магнитных полей. Проанализированы случаи импульсного и периодического магнитных полей, направленных вдоль геликоидальной оси, при постоянном перпендикулярном поле. Показано, что в случае импульсного поля спин-движущая сила связана с диссипацией, тогда как в периодическом поле имеется реактивная составляющая, не связанная с процессами затухания.

DOI: 10.7868/S0044451013050121

1. ВВЕДЕНИЕ

Преобразование магнитной энергии, связанной с локализованными моментами, в электрическую энергию свободных носителей реализуется через генерацию спин-движущей силы. Этот процесс отражает содержание теоремы взаимности Онсагера, которая утверждает, что если приложенный ток вызывает движение доменной стенки, то и движущая доменная стенка будет индуцировать ток. Недавно этот эффект, предсказанный теоретически [1], нашел экспериментальное подтверждение [2].

Генерация спин-движущей силы с помощью приложенного внешнего магнитного поля — одно из современных направлений спинтроники, ведущее к созданию спиновых батарей. С этой точки зрения использование киральных гелимагнетиков, в которых несоизмеримый магнитный порядок возникает благодаря антисимметричному обменному взаимодействию Дзялошинского – Мория, представляет особый интерес. Ряд киральных гелимагнетиков, таких как MnSi и FeGe, является предметом интенсивных исследований на протяжении последних нескольких лет. Считается, что со временем функциональность этих материалов может достичь уровня функциональности жидких кристаллов. С теоретической точки зрения наиболее интересным является возникновение так называемой скирмионной фазы [3, 4]. Другим киральным гелимагнетиком, представляющим интерес для приложений в спинтронике, является полупроводник $Cr_{1/3}NbS_2$. Недавно методами электронной дифракции и лоренцевской микроскопии в этом соединении была обнаружена солитонная решетка, периодом которой можно управлять с помощью внешнего магнитного поля [5]. Это открывает новые функциональные возможности киральных магнетиков для потенциальных устройств спинтроники.

Целью данной работы является теоретическое рассмотрение спин-движущей силы, создаваемой динамикой магнитной солитонной решетки. Попутно в ходе исследования нами рассматривается задача о возбуждении трансляционного движения солитонной решетки с помощью внешнего магнитного поля, которая тесно связана с проблемой генерации бездиссипативного спинового тока в геликоидальных магнетиках [6, 7].

2. СПИН-ДВИЖУЩАЯ СИЛА

Динамика спиновых частиц с зарядом e в присутствии неоднородной намагниченности, зависящей от времени, включает взаимодействие с эффективным

[*] E-mail: Alexander.Ovchinnikov@usu.ru

электрическим полем $\mathbf{E}_\sigma$, создающим кулоновскую силу вида [8]

$$\mathbf{F}_\sigma = e\mathbf{E}_\sigma = \frac{\hbar\sigma}{2}\left(\mathbf{m}\cdot[\partial_t\mathbf{m}\times\nabla\mathbf{m}]\right) = \\ = \frac{\hbar\sigma}{2}\sin\theta\left(\nabla\theta\partial_t\varphi - \nabla\varphi\partial_t\theta\right), \quad (1)$$

где $\sigma = \pm 1$ — значение спиновой переменной подвижной частицы, углы θ и φ параметризуют локальную намагниченность

$$\mathbf{m} = (\sin\theta\cos\varphi, \sin\theta\sin\varphi, \cos\theta).$$

Очевидно, что, действуя различным образом на частицы с противоположными спинами, эта сила способна вызвать спиновую поляризацию в подсистеме подвижных носителей. Соотношение (1) является базовым при исследовании спин-движущей силы, генерируемой динамикой солитонной решетки.

Отметим, что при движении частицы массы m в области неоднородной намагниченности на нее действует дополнительная сила, представляющая собой градиент спин-независящего потенциала:

$$\Phi = \frac{\hbar^2}{8m}\left(\nabla\mathbf{m}\right)^2 = \frac{\hbar^2}{8m}\left[(\nabla\theta)^2 + \sin^2\theta(\nabla\varphi)^2\right]. \quad (2)$$

Действие этой силы сводится к выталкиванию заряда из области, где локальная намагниченность меняется в пространстве наиболее быстро, и не связано со спиновой поляризацией [9]. Ввиду последнего обстоятельства в задачах спинтроники ее вкладом пренебрегают.

3. КИРАЛЬНЫЙ ГЕЛИМАГНЕТИК В СКРЕЩЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

На рис. 1 представлена принципиальная схема устройства спинтроники для генерации спин-движущей силы с помощью кирального гелимагнетика. Статическое магнитное поле H_x направлено перпендикулярно геликоидальной оси z и формирует солитонную решетку. Другое, зависящее от времени магнитное поле $H_z(t)$ направлено вдоль этой оси и создает спин-движущую силу, которая может быть измерена внешним вольтметром. Заметим, что обычный зарядовый ток будет наблюдаться при условии неравенства концентраций носителей заряда с противоположными спиновыми поляризациями.

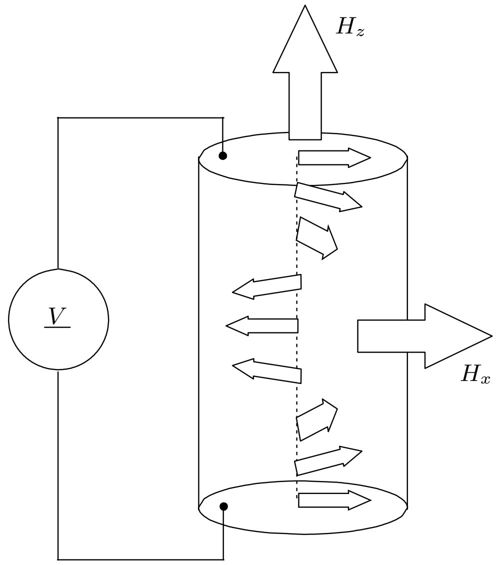

Рис. 1. Схема устройства на основе кирального гелимагнетика для генерации спин-движущей силы с помощью двух скрещенных магнитных полей

Дальнейший анализ основан на следующем зависящим от времени гамильтониане кирального гелимагнетика:

$$\mathcal{H}(t) = -J\sum_i \mathbf{S}_i\mathbf{S}_{i+1} + D\sum_i[\mathbf{S}_i\times\mathbf{S}_{i+1}]_z - \\ - g\mu_B H_x\sum_i S_i^x - g\mu_B H_z(t)\sum_i S_i^z. \quad (3)$$

Здесь $\mathbf{S}_i$ — локальный спиновый момент i-го узла, $J > 0$ — интеграл симметричного обменного взаимодействия между ближайшими соседями, D — величина антисимметричного обменного взаимодействия, g — электронный g-фактор, μ_B — магнетон Бора.

Уравнения движения спинов

$$\mathbf{S}_i = S(\sin\theta_i\cos\varphi_i, \sin\theta_i\sin\varphi_i, \cos\theta_i)$$

в угловых переменных имеют вид

$$\begin{aligned}
\frac{d\theta_i}{d\tau} &= \sin\theta_{i-1}\sin(\varphi_i - \varphi_{i-1}) - \\
&- \sin\theta_{i+1}\sin(\varphi_{i+1} - \varphi_i) + \\
&+ q\sin\theta_{i-1}\cos(\varphi_i - \varphi_{i-1}) - \\
&- q\sin\theta_{i+1}\cos(\varphi_{i+1} - \varphi_i) + \\
&+ \beta_x \sin\varphi_i + \alpha\sin\theta_i \frac{\partial\varphi_i}{\partial\tau}, \\
\sin\theta_i \frac{d\varphi_i}{d\tau} &= -\sin\theta_i(\cos\theta_{i+1} + \cos\theta_{i-1}) + \\
&+ \cos\theta_i \sin\theta_{i-1}\cos(\varphi_i - \varphi_{i-1}) + \\
&+ \cos\theta_i \sin\theta_{i+1}\cos(\varphi_{i+1} - \varphi_i) - \\
&- q\sin\theta_{i-1}\cos\theta_i \sin(\varphi_i - \varphi_{i-1}) - \\
&- q\cos\theta_i \sin\theta_{i+1}\sin(\varphi_{i+1} - \varphi_i) + \\
&+ \beta_x \cos\theta_i \cos\varphi_i - \beta_z \sin\theta_i - \alpha\frac{\partial\theta_i}{\partial\tau},
\end{aligned} \tag{4}$$

где для учета затухания использована диссипативная функция Рэлея

$$\mathcal{W}_R = \frac{\alpha\hbar S}{2}\int dz\left(\dot{\theta}^2 + \sin^2\theta\dot{\varphi}^2\right)$$

с феноменологической константой Гильберта α, а также введены обозначения

$$q = \frac{D}{J}, \quad \beta_x = \frac{g\mu_B H_x}{JS}, \quad \beta_z = \frac{g\mu_B H_z}{JS}$$

и определено безразмерное время $\tau = t/\tau_0$ с временным масштабом $\tau_0 = \hbar/JS$. Значение $J \sim 100$ К соответствует $\tau_0 \sim 10^{-13}$ с, и $\beta_x \sim 10^{-3}$ соответствует $H_x \sim 10^3$ Э при том же значении обменного интеграла J.

В отсутствие продольного магнитного поля, $\beta_z = 0$, основное состояние (3) в континуальном пределе описывается состоянием типа солитонной решетки [10]: $\theta_0 = \pi/2$, $\varphi_0(z) = \pi - 2\,\mathrm{am}\left(\sqrt{\beta_x}z/\kappa, \kappa^2\right)$. Здесь функция $\mathrm{am}(\dots)$ — амплитуда Якоби, κ — эллиптический модуль, определяемый из условия минимума энергии на периоде солитонной решетки, $\kappa/E(\kappa) = \sqrt{\beta_x/\beta_c}$, и $E(\kappa)$ обозначает эллиптический интеграл второго рода. При изменении магнитного поля β_x от 0 до критического поля фазового перехода «соизмеримая–несоизмеримая фазы» $\beta_c = \pi^2 q^2/16$ параметр κ монотонно возрастает от 0 до 1.

4. ТРАНСЛЯЦИОННОЕ ДВИЖЕНИЕ СОЛИТОННОЙ РЕШЕТКИ

Рассмотрим трансляционное движение солитонной решетки, вызванное импульсным магнитным полем

$$\beta_z(t) = \beta_{z0}[1 - \exp(-t/T)],$$

в котором T — время включения поля с амплитудой β_{z0}. Ниже покажем, что ненулевая величина параметра гильбертовского затухания является необходимым условием возникновения спин-движущей силы.

В случае малых безразмерных полей, $\beta_{x,z} \ll 1$, будем искать решение системы (4) в виде движущейся конической структуры

$$\theta_i(\tau) = \pi/2 + \theta_1(\tau), \quad \varphi_i(\tau) = \varphi_0(z_i - Z(\tau)).$$

Предполагается, что поправка $\theta_1(\tau)$ не зависит от номера узла, а продольное поле β_z вызывает смещение солитонной решетки на малую величину Z. В приближении малых полей удобно использовать разложение амплитуды Якоби

$$\mathrm{am}(z, \kappa^2) = z + (-2z + \sin(2z))\,\kappa^2/8 + \mathcal{O}(\kappa^4),$$

справедливое для малых значений κ, т. е. вдали от точки фазового перехода «соизмеримая–несоизмеримая фазы». Учитывая, что $q \approx 2\sqrt{\beta_x}/\kappa$, получаем приближенное решение для состояния типа солитонной решетки,

$$\varphi_0(z) = \pi - q\left(1 - \frac{\beta_x}{q^2}\right)z - \frac{\beta_x}{q^2}\sin(qz), \tag{5}$$

удобное для дальнейших расчетов.

С учетом этих соотношений в линейном приближении по малым полям $\beta_{x,z}$ и смещению Z система (4) приобретает вид

$$\begin{aligned}
\dot{\theta}_1 &= \alpha q\dot{Z}, \\
\dot{Z} &= -q\theta_1 - \frac{\beta_z}{q} - \frac{\alpha}{q}\dot{\theta}_1.
\end{aligned} \tag{6}$$

В отсутствие затухания, $\alpha = 0$, скорость трансляционного движения солитонной решетки пропорциональна величине продольного магнитного поля:

$$\dot{Z} = -\frac{\beta_z}{q} = -\frac{\beta_{z0}}{q}\left[1 - \exp\left(-\frac{t}{T}\right)\right], \tag{7}$$

здесь используется начальное условие $\theta_1(\tau = 0) = 0$. Результат (7) подтверждается прямым численным решением системы (4). Физическая размерность $\dot{Z}$ восстанавливается умножением на коэффициент a_0/τ_0, где $a_0 \sim 10^{-10}$ м — постоянная решетки. Используя оценки $\beta_z \sim 10^{-3}$, что эквивалентно $H_z \sim 10^3$ Э, и $q \sim 10^{-2}$, находим, что скорость $\dot{Z}$ имеет величину порядка 100 м/с.

Решение для скорости поступательного движения с учетом процесса диссипации имеет вид

$$\dot{Z} = \frac{\beta_{z0}}{\alpha q^3(\tau_{MKC} - T)} \times \\ \times \left[\exp\left(-\frac{t}{T}\right) - \exp\left(-\frac{t}{\tau_{MKC}}\right)\right]. \quad (8)$$

Здесь $\tau_{MKC} = (\alpha^{-1} + \alpha)/q^2$ — время релаксации намагниченности солитонной решетки [11]. После умножения на τ_0 получаем оценку $\tau_{MKC} \sim 10^{-7}$ с при значениях $J \sim 10^2$ К, $\alpha \sim 10^{-2}$, $q \sim 10^{-2}$. Физическая картина выглядит следующим образом: скорость солитонной решетки растет по модулю почти линейно с включением продольного магнитного поля в течение времени T. После насыщения поля скорость начинает постепенно уменьшаться до нуля в течение времени релаксации τ_{MKC}.

Используя выражение (1), получаем результат для эффективного электрического поля, создаваемого поступательным движением солитонной решетки, $E(z,t) = (\hbar/2)\alpha q^2 \dot{Z}$. Здесь выбрано значение поля, действующее на частицы со спином, направленным вверх, и в определение поля включен заряд e. Спин-движущая сила для образца длиной L равна

$$\varepsilon(t) = \int_0^L dz\, E(z,t) = \mathcal{Q}\alpha\hbar\pi q \dot{Z}, \quad (9)$$

где $\mathcal{Q} \approx L/(2\pi/q)$ — топологический заряд (число кинков) солитонной решетки. Полагая $\alpha = 0.01$, $q = 0.01 a_0^{-1} = 10^8$ м$^{-1}$, $\dot{Z} = 100$ м/с, $\hbar = 6.58 \cdot 10^{-16}$ эВ· с, получаем оценку $\varepsilon \sim 0.1\mathcal{Q}$ мкэВ. Это означает, что солитонную решетку можно представить как цепь из $\mathcal{Q}$ последовательно соединенных источников спин-движущей силы величиной 0.1 мкэВ каждый. Очевидно, что спин-движущая сила возникает при наличии диссипации. Другой важный физический результат — временна́я зависимость спин-движущей силы отражает временну́ю эволюцию скорости солитонной решетки.

5. СОЛИТОННАЯ РЕШЕТКА В ОСЦИЛЛИРУЮЩЕМ ПРОДОЛЬНОМ ПОЛЕ

Из предыдущего рассмотрения может сложиться впечатление, что гильбертово затухание является необходимым условием возникновения спин-движущей силы. Однако ниже, на примере периодического продольного магнитного поля $\beta_z(t) = \beta_{z0}\sin(\Omega t)$ с частотой Ω, показывается, что наряду с диссипативным вкладом в спин-движущую силу имеется реактивная составляющая, не связанная с процессами затухания.

Вначале определим решение системы (4) для бездиссипативного режима ($\alpha = 0$), которое будет использовано для нахождения решения в общем случае. Как и в предыдущем разделе, эффект продольного поля сводится к появлению малых добавок к статическому решению, $\chi_i(\tau)$ и $\psi_i(\tau)$, величины которых имеют тот же порядок малости, что и величина поля β_z,

$$\varphi_i(\tau) = \varphi_0(z_i) + \chi_i(\tau) = \pi - q\left(1 - \frac{\beta_x}{q^2}\right)z_i - \\ - \frac{\beta_x}{q^2}\sin(qz_i) + \chi_i(\tau), \quad (10)$$

$$\theta_i(\tau) = \frac{\pi}{2} + \psi_i(\tau). \quad (11)$$

Уравнения для поправок, получаемые из системы (4), имеют вид

$$\dot{\psi}_i = (\cos q + q\sin q)(2\chi_i - \chi_{i+1} - \chi_{i-1}) - \\ - \beta_x\cos(qz_i)\chi_i, \quad (12)$$

$$\dot{\chi}_i + \beta_z = \psi_{i+1} + \psi_{i-1} - 2\psi_i(\cos q + q\sin q) + \\ + \beta_x\cos(qz_i)\psi_i. \quad (13)$$

Используя разделение переменных

$$\begin{aligned} \psi_i &= (A_1 + A_2\beta_x\cos(qz_i))\sin(\Omega\tau), \\ \chi_i &= (B_1 + B_2\beta_x\cos(qz_i))\cos(\Omega\tau), \end{aligned} \quad (14)$$

где $A_{1,2}$ и $B_{1,2}$ — константы, подлежащие определению, получаем в итоге решение

$$\psi_i^{(0)}(\tau) = \frac{\beta_{z0}\beta_x}{2q^4 - \Omega^2}\cos(qz_i)\sin(\Omega\tau), \quad (15)$$

$$\chi_i^{(0)}(\tau) = \frac{\beta_{z0}}{\Omega}\left(1 + \frac{2\beta_x q^2}{2q^4 - \Omega^2}\cos(qz_i)\right)\cos(\Omega\tau), \quad (16)$$

которое справедливо для случая малых q. Требование малости поправок сводится к условиям

$$\beta_{z0} \ll \Omega, \quad 2\beta_x\beta_{z0}q^2 \ll \Omega(2q^4 - \Omega^2),$$
$$\beta_x\beta_{z0} \ll 2q^4 - \Omega^2.$$

Полагая $q \sim 10^{-2}$ и $\Omega \sim 10^{-4}$ в безразмерных единицах (или 1 ГГц в физических единицах $\Omega\tau_0$), можно

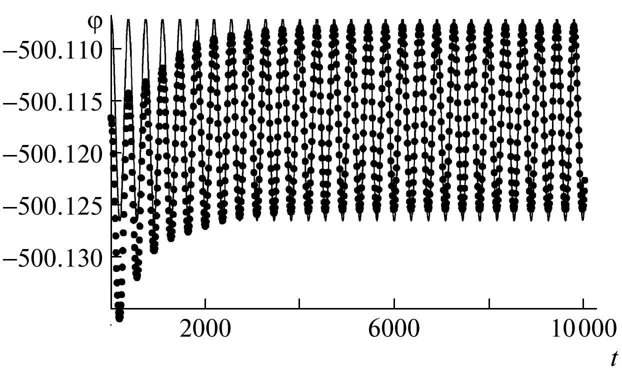

Рис. 2. Временна́я зависимость азимутального угла центрального узла цепочки (N=50000). Численные данные показаны точками, аналитический результат — сплошной кривой. Поля параметризуются следующим образом: $b_x = b\cos\delta_b$, $b_z = -b\sin\delta_b$, $b = 10^{-3}$, $\delta_b = \pi/18$, отношение $b_z/\Omega = 0.01$, $\alpha = 0.1$

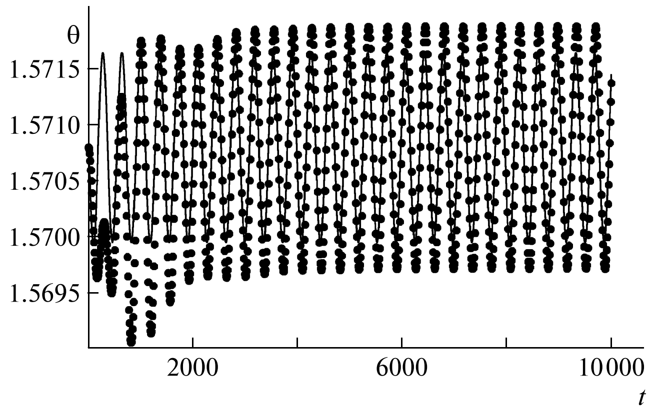

Рис. 3. Временна́я зависимость полярного угла центрального узла цепочки ($N = 50000$). Обозначения и параметры определены на рис. 2

выбрать, например, $\beta_{z0}/\Omega \sim 0.1$, $\beta_x \sim 10^{-4}$ (100 Э), $\beta_{z0} \sim 10^{-5}$ (10 Э).

Предполагая малость параметра гильбертова затухания α, используем итерационную процедуру для поиска решений системы (4), оценивая с помощью (15), (16) временны́е производные в ее правой части. Вычисление с помощью метода разделения переменных приводит к окончательному результату:

$$\psi_i^{(1)}(\tau) = \psi_i^{(0)}(\tau) + \alpha\frac{\beta_{z0}}{\Omega}\left[1 - \frac{\beta_x q^2}{\Omega^2 - 2q^4} \times \left(2 + \frac{3\Omega^2}{\Omega^2 - 2q^4}\right)\cos(qz_i)\right]\cos(\Omega\tau), \quad (17)$$

$$\chi_i^{(1)}(\tau) = \chi_i^{(0)} - \alpha\frac{\beta_{z0}}{\Omega}\left[\frac{q^2}{\Omega} - \frac{\beta_x\Omega}{\Omega^2 - 2q^4} \times \left(1 + 2\frac{q^4}{\Omega^2} + \frac{\Omega^2 + 4q^4}{\Omega^2 - 2q^4}\right)\cos(qz)\right]\sin(\Omega\tau). \quad (18)$$

На рис. 2, 3 представлено сравнение аналитических результатов и численных данных, полученных на цепочках длиной $L = 10^5$. В стационарном режиме собственные осцилляции затухают и остаются только вынужденные колебания.

Расчет спин-движущей силы приводит к результату

$$\varepsilon = \sqrt{\varepsilon_R^2 + \varepsilon_D^2}\cos(\Omega\tau - \delta),$$

где

$$\varepsilon_R = \mathcal{Q}\frac{\hbar\pi\beta_{z0}\beta_x^2\Omega}{2\tau_0 q^2(2q^4 - \Omega^2)} \quad (19)$$

— реактивный вклад,

$$\varepsilon_D = \alpha\mathcal{Q}\frac{\pi\hbar\beta_z}{\tau_0}\left[-1 + \frac{\beta_x}{q^2} - \frac{\beta_x^2}{2}\frac{(4q^4 - 5\Omega^2)}{(\Omega^2 - 2q^4)^2}\right] \quad (20)$$

— диссипативный вклад.

Фазовый сдвиг определяется условием $\operatorname{tg}\delta = \varepsilon_D/\varepsilon_R$ и оказывается порядка α. Оценка реактивного вклада при указанных выше значениях (поля и частота берутся в безразмерных единицах) дает результат $\varepsilon_R \sim \mathcal{Q}\cdot 0.1$ мкэВ, а диссипативного — $\varepsilon_D \sim \alpha\mathcal{Q}\cdot 0.1$ мкэВ.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена генерация спин-движущей силы в киральном гелимагнетике под действием двух скрещенных магнитных полей — постоянного, формирующего магнитную солитонную решетку, и зависящего от времени продольного поля, порождающего ее динамику. Рассмотрены ситуации импульсного и осциллирующего магнитных полей. Показано, что импульсное поле вызывает трансляционное движение солитонной решетки как целого, и временная зависимость спин-движущей силы определяется изменением со временем скорости поступательного движения, связанным с процессами гильбертовского затухания. В случае осциллирующего продольного поля генерируется переменная спин-движущая сила с частотой приложенного поля, которая содержит диссипативную и реактивную составляющие.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. E. Barnes and S. Maekawa, Phys. Rev. Lett. **98**, 246601 (2007).

2. S. A. Yang, G. S. D. Beach, C. Knutson et al., Phys. Rev. Lett. **102**, 067201 (2009).

3. U. K. Rössler, A. N. Bogdanov, and C. Pfleiderer, Nature **442**, 797 (2006).

4. F. Jonietz, S. Mühlbauer, C. Pfleiderer et al., Science **330**, 1648 (2010).

5. Y. Togawa, T. Koyama, K. Takayanagi et al., Phys. Rev. Lett. **108**, 107202 (2012).

6. I. G. Bostrem, J. Kishine, and A. S. Ovchinnikov, Phys. Rev. B **78**, 064425 (2008).

7. E. B. Sonin, Adv. Phys. **59**, 181 (2010).

8. G. E. Volovik, J. Phys. C **20**, L83 (1987).

9. Y. Aharonov and A. Stern, Phys. Rev. Lett. **69**, 3593 (1992).

10. И. Е. Дзялошинский, ЖЭТФ **46**, 1420 (1964) [I. E. Dzyaloshinskii, Sov. Phys. JETP **19**, 960 (1964)].

11. J. Kishine, A. S. Ovchinnikov, and I. V. Proskurin, Phys. Rev. B **82**, 064407 (2010).