

ПЕРЕДАЧА СПИНОВОГО МОМЕНТА И НЕЛИНЕЙНЫЙ КВАНТОВЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ В КИРАЛЬНЫХ ГЕЛИМАГНЕТИКАХ

В. В. Устинов^{a,b}, И. А. Ясюевич^{a**}*

^a *Институт физики металлов им. М. Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук
620137, Екатеринбург, Россия*

^b *Институт естественных наук и математики,
Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б. Н. Ельцина
620002, Екатеринбург, Россия*

Поступила в редакцию 1 марта 2023 г.,
после переработки 20 марта 2023 г.
Принята к публикации 22 марта 2023 г.

Построена нелинейная теория электрического сопротивления киральных гелимагнетиков, в которых при протекании электрического тока из-за эффекта переноса спинового момента изменяется форма и возникает вращение спирали намагниченности. Показано, что при возникновении вращения спиновой спирали под действием протекающего электрического тока электросопротивление гелимагнетика будет всегда меньше сопротивления гелимагнетика, в котором спиновая спираль неподвижна. Обнаружено, что вольт-амперная характеристика гелимагнетика при наличии эффекта переноса спинового момента из системы электронов проводимости в систему локализованных электронов может быть существенно нелинейной. Предсказана возможность существования в гелимагнетиках явления спиновой электрической бистабильности, когда спиновый вклад в электросопротивление гелимагнетика может принимать два разных значения при одном и том же значении протекающего через гелимагнетик тока. Продемонстрирована возможность реализации в гелимагнетиках состояний с отрицательным дифференциальным электросопротивлением.

Статья для специального выпуска ЖЭТФ, посвященного 95-летию Л. А. Прозоровой

DOI: 10.31857/S0044451023100024

EDN: XLKXDH

1. ВВЕДЕНИЕ

В известных экспериментах Штерна и Герлаха (ШГ) [1], ставших фундаментом квантовой физики спиновых явлений, было блестяще продемонстрировано влияние неоднородного магнитного поля, создаваемого внешними источниками, на движение обладающих спином частиц. Носителями спина в экспериментах ШГ выступали свободно движущиеся в вакууме атомы серебра. Естественно предположить, что движение обладающих спином электронов проводимости в проводящем твердом теле, по-

мещенном в неоднородное внешнее магнитное поле, будет управляться теми же квантовыми эффектами, которые впервые наблюдали ШГ. Также можно ожидать, что квантовые спиновые эффекты типа наблюдавшихся в экспериментах ШГ будут определять электрические свойства проводящих магнитных материалов с неоднородным магнитным порядком. В таких материалах определяющую роль может играть не внешнее неоднородное магнитное поле, а неоднородное внутреннее эффективное поле, создаваемое обменным взаимодействием электронов проводимости и электронов внутренних оболочек атомов, спиновые моменты которых формируют неоднородную намагниченность. Таким образом, квантовые спиновые эффекты типа описанных в работе ШГ можно ожидать обнаружить в так называемых модулированных, или длиннопериодических, магнитных структурах кристаллов [2], магнит-

* E-mail: ustinov@imp.uran.ru

** E-mail: yasyulevich@imp.uran.ru

ный порядок в которых существенно неоднороден.

Важнейшими представителями таких магнитно-неоднородных структур выступают гелимагнетики. Это особый класс магнетиков, демонстрирующих «спиральное» магнитное упорядочение атомов, обладающих нескомпенсированным спиновым моментом. Спиральное магнитное упорядочение реализуется в тяжелых редкоземельных металлах (Eu, Dy, Ho, Tb), в большом классе проводящих кубических магнетиков без центра инверсии ($MnSi$, $Fe_{1-x}Co_xSi$, $Mn_{1-x}Fe_xSi$, $Mn_{1-x}Co_xSi$, $FeGe$, $MnGe$, $Mn_{1-x}Fe_xGe$, $Fe_{1-x}Co_xGe$) и ряде других соединений (см., например, обзоры [3, 4]). В проводящих гелимагнетиках в качестве неоднородного поля, действующего на спин электронов проводимости, можно рассматривать поле, создаваемое спиновыми моментами локализованных электронов, возникающее за счет $s-d(f)$ обменного взаимодействия. В работах авторов настоящей статьи [5, 6] было показано, что учет квантового характера спина электронов проводимости, движущихся в неоднородном поле обменного происхождения, приводит к возникновению квантовой добавки к классической силе Лоренца, действующей на электроны проводимости и предопределяющей существование новых квантовых эффектов в спиновом транспорте в гелимагнетиках. Следствием влияния этой квантовой добавки на движение носителей заряда и спина в гелимагнетиках является рост их электросопротивления и существование электрического магнито-кирального эффекта Штерна–Герлаха — эффекта зависимости магнетосопротивления гелимагнетика от его киральности и взаимной ориентации внешнего магнитного поля и электрического тока, текущего вдоль оси магнитной спирали.

Рост электросопротивления при фазовом переходе в геликоидальное магнитное состояние был экспериментально обнаружен довольно давно (см., например, работу [7]), тогда как экспериментальные свидетельства существования в гелимагнетиках электрического магнито-кирального эффекта ШГ были получены только в последние годы [8–11]. Магнитотранспортные свойства спиновых клапанов, содержащих нанослой металлических гелимагнетиков Dy и Ho, изучены в серии работ [12–19].

На электрические свойства проводящих гелимагнетиков существенное влияние будет оказывать еще один квантовый эффект, известный как «передача спинового момента» (ПСМ) (в англоязычной литературе — «Spin Transfer Torque» (STT)). Эффект ПСМ в гелимагнетиках может проявляться как движение спиновой спирали под действием протекаю-

щего электрического тока в виде ее гармонического вращения вокруг собственной оси. Эффект ПСМ в гелимагнетиках изучался теоретически методами численного моделирования [20–23] и аналитически [24, 25]. Теоретический анализ показал, что протекание электрического тока в гелимагнетике вдоль оси магнитного геликоида может вызвать вращение спиновой спирали вокруг ее оси, а также изменение формы спирали, в частности, трансформацию простой спирали в коническую. Экспериментально движение спиновой спирали, индуцированное электрическим током, было обнаружено в последние годы в киральном гелимагнетике $FeGe$ [26] и в неколлинеарном антиферромагнетике Mn_3Sn [27].

Влияние ПСМ на изменение конфигурации спирали намагниченности гелимагнетика при протекании через него электрического тока естественным образом приведет к изменению воздействия неоднородного обменного поля на движение электронов. В этой связи возникает необходимость в детальном изучении спинового электронного транспорта в гелимагнетиках под влиянием неоднородных обменных полей в условиях действия эффекта передачи спина.

В настоящей работе теоретически решается задача нахождения электросопротивления гелимагнетика, обусловленного действием на электроны проводимости неоднородного обменного поля, которое создается упорядоченными в спираль спиновыми моментами локализованных электронов, с учетом передачи спинового момента из системы электронов проводимости в спиновую систему магнитной спирали.

В основу рассмотрения положено квантовое кинетическое уравнение для спиновой функции распределения, из которого получено уравнение движения для плотности намагниченности электронов проводимости \mathbf{m} , в котором фигурирует величина намагниченности магнитной спирали \mathbf{M} , определяющая эффективное неоднородное поле обменного происхождения, действующее на электроны проводимости. Для описания изменения намагниченности магнитной спирали \mathbf{M} во времени и пространстве, которое возникает в силу эффекта ПСМ, используется уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта. Решение системы связанных уравнений для \mathbf{m} и \mathbf{M} позволяет найти связь намагниченностей \mathbf{m} и \mathbf{M} , а также потоков заряда и спина с действующим в металле электрическим полем \mathbf{E} . В силу того обстоятельства, что намагниченность \mathbf{m} непосредственно определяется величиной электрического поля \mathbf{E} и величиной создаваемого спиновой спиралью эффек-

тивного обменного поля, которое определяется значением намагниченности \mathbf{M} , а величина \mathbf{M} , в свою очередь, зависит от создаваемого электронами проводимости эффективного обменного поля, которое определяется значением намагниченности \mathbf{m} , связь электрического поля \mathbf{E} с плотностью \mathbf{j} текущего в гелимагнетике электрического тока становится существенно нелинейной.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

В данном разделе будет представлена схема описания электронного спинового транспорта в длиннопериодических магнитных структурах проводящих кристаллов в условиях действия эффекта передачи спинового момента. Взаимодействие электронов проводимости и локализованных электронов, магнитные моменты которых формируют пространственно-неоднородную намагниченность длиннопериодической магнитной структуры $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$, будем описывать в рамках s - d обменной модели [28]. Будем использовать приближение среднего поля, которое позволяет описать обменное взаимодействие между локализованными электронами и электронами проводимости как действие на спин электрона проводимости пространственно-неоднородного обменного поля $\Lambda\mathbf{M}$, где Λ — безразмерный параметр, характеризующий величину s - d обменного взаимодействия.

Для описания электронного спинового транспорта в условиях действия на электроны проводимости неоднородного обменного поля $\Lambda\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ может быть использовано квантовое кинетическое уравнение для квантовой функции распределения $\hat{f}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ [5]:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \hat{f}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial \hat{f}}{\partial \mathbf{r}} + \\ & + \frac{1}{2} \left[\{ e\mathbf{E} + \frac{e}{c} [\mathbf{v} \times \mathbf{B}] - \mu \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} (\mathbf{B} + \Lambda\mathbf{M}) \cdot \hat{\sigma} \}, \frac{\partial \hat{f}}{\partial \mathbf{p}} \right] + \\ & + \mu \frac{i}{\hbar} (\mathbf{B} + \Lambda\mathbf{M}) \cdot [\hat{\sigma}, \hat{f}] + \hat{\mathcal{R}} = 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь \mathbf{v} — скорость электрона, \mathbf{E} и \mathbf{B} — действующие на электроны проводимости электрическое и магнитное поля, соответственно, e — заряд электрона, $\mu = g\mu_B/2$ — магнитный момент электрона, g -фактор которого равен g , μ_B — магнетон Бора, $\hat{\mathcal{R}}$ — интеграл столкновений, описывающий релаксацию квантовой функции распределения к своему мгновенному локально-равновесному значению, $\hat{\sigma}$ — спиновые матрицы Паули. Величина $\hat{f}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ является оператором в спиновом пространстве, матричные

элементы которого рассматриваются как функции координаты \mathbf{r} , квазиимпульса \mathbf{p} и времени t .

В фигурной скобке в левой части уравнения (1) первые два слагаемых — это хорошо известная в классической физике сила Лоренца, действующая на электроны проводимости со стороны полей \mathbf{E} и \mathbf{B} . Третье слагаемое можно трактовать как квантовую добавку к классической силе Лоренца, возникающую в неоднородном эффективном магнитном поле $(\mathbf{B} + \Lambda\mathbf{M})$ в силу наличия у электрона спина. Именно действие такой спин-движущей силы квантовой природы, действующей на обладающие спином частицы в неоднородном магнитном поле \mathbf{B} , было обнаружено в опытах Штерна–Герлаха [1].

В настоящей работе мы будем рассматривать электронный транспорт в условиях, когда длина свободного пробега электронов проводимости много меньше характерного пространственного масштаба изменения намагниченности \mathbf{M} . В этом случае можно перейти от описания системы на языке квантовой функции распределения $\hat{f}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ к описанию на языке плотности электронов проводимости

$$n(\mathbf{r}, t) = \sum_{\mathbf{p}} \text{Tr} \hat{f}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t),$$

намагниченности электронов проводимости

$$\mathbf{m}(\mathbf{r}, t) = -\mu \sum_{\mathbf{p}} \text{Tr} \hat{\sigma} \hat{f}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t),$$

плотности потока электронов

$$\mathbf{I}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\mathbf{p}} \mathbf{v} \text{Tr} \hat{f}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$$

и тензора плотности потока намагниченности

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = -\mu \sum_{\mathbf{p}} \mathbf{v} \otimes \text{Tr} \hat{\sigma} \hat{f}(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t).$$

В приведенных выше определениях $\text{Tr} \hat{A}$ означает операцию взятия следа (шпура) матрицы \hat{A} , знак \otimes обозначает тензорное произведение векторов. Процедура перехода описана в работах [5, 6]. В настоящей работе мы будем пренебрегать эффектами временной дисперсии токов $\mathbf{I}(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{J}(\mathbf{r}, t)$, считая характерную частоту изменения всех действующих на электроны полей малой по сравнению с $1/\tau$, где τ — время релаксации импульса электронов проводимости. Будем полагать, что циклотронная частота, отвечающая движению электронов проводимости по циклотронным орбитам вследствие действия на заряд электрона силы Лоренца, и ларморовская частота, характеризующая прецессионное движение электронного спина, также малы по сравнению с $1/\tau$.

Кроме того, пренебрежем слабой асимметрией спин-орбитального рассеяния. Без существенного ограничения общности будем считать газ электронов проводимости вырожденным.

В результате из квантового кинетического уравнения могут быть получены уравнения, определяющие вектор плотности потока электронов \mathbf{I} и тензор плотности потока намагниченности \mathbf{J} при заданной величине электрического поля \mathbf{E} :

$$\mathbf{I} = \frac{e\tau}{m_e} \mathbf{E}n - D \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \delta n + \frac{\tau\Lambda}{m_e} \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \otimes \mathbf{M} \right) \cdot \delta \mathbf{m}, \quad (2)$$

$$\mathbf{J} = \frac{e\tau}{m_e} \mathbf{E} \otimes \mathbf{m} - D \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \otimes \delta \mathbf{m} + \frac{\mu^2 \tau \Lambda}{m_e} \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \otimes \mathbf{M} \right) \delta n. \quad (3)$$

Здесь m_e — эффективная масса электрона, $D = v_F^2 \tau / 3$ — коэффициент электронной диффузии, v_F — скорость Ферми. Величина $\delta n = n - n_0$ представляет собой отклонение плотности электронов n от своего равновесного значения n_0 . Величина $\delta \mathbf{m} = \mathbf{m} - \mathbf{m}_0$ определяет отклонение намагниченности электронов проводимости $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$ от своего локально-равновесного значения

$$\mathbf{m}_0(\mathbf{r}, t) = \chi [\mathbf{B} + \Lambda \mathbf{M}(\mathbf{r}, t)],$$

χ — восприимчивость Паули электронного газа. Плотность электрического тока \mathbf{j} связана с плотностью потока \mathbf{I} простым соотношением

$$\mathbf{j} = e\mathbf{I}.$$

В последующем рассмотрении наряду с плотностью электрического тока \mathbf{j} будет фигурировать дрейфовая скорость электронов проводимости \mathbf{w} , связанная с \mathbf{j} соотношением

$$\mathbf{j} = ne\mathbf{w}.$$

Уравнение, описывающее динамику намагниченности электронов проводимости $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$, может быть получено из квантового кинетического уравнения и записано в виде

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{m} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot \mathbf{J} + \gamma [\mathbf{m} \times (\mathbf{B} + \Lambda \mathbf{M})] + \frac{1}{\tau_S} \delta \mathbf{m} = 0, \quad (4)$$

где $\gamma = 2\mu/\hbar$ — гиромангнитное отношение, τ_S — время релаксации спина.

Для описания эффекта переноса спинового момента необходимо систему уравнений (3)–(4) дополнить уравнением, описывающим динамику намагниченности локализованных электронов $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$. В качестве такого уравнения будем использовать урав-

нение Ландау–Лифшица–Гильберта, которое обеспечивает сохранение длины M вектора намагниченности $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} + \gamma [\mathbf{M} \times \mathbf{B}_M^{(\text{eff})}] + (\alpha/M) \left[\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \times \mathbf{M} \right] = 0. \quad (5)$$

Здесь α — постоянная Гильберта, определяющая скорость затухания колебаний намагниченности $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{B}_M^{(\text{eff})}(\mathbf{r}, t)$ — действующее на намагниченность $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ эффективное магнитное поле, которое определяется как взятая с обратным знаком вариационная производная по намагниченности \mathbf{M} от магнитной энергии F кристалла:

$$\mathbf{B}_M^{(\text{eff})} = -\delta F / \delta \mathbf{M}.$$

Для описания влияния эффекта переноса спинового момента на электронный спиновый транспорт в длиннопериодических магнитных структурах необходимо из системы уравнений для намагниченностей электронов проводимости и локализованных электронов (4)–(5) найти связь между векторами $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$. Подстановка найденной связи в (2) позволит описать электрическое сопротивление рассматриваемой длиннопериодической магнитной структуры.

3. ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЕ КИРАЛЬНОГО ГЕЛИМАГНЕТИКА В УСЛОВИЯХ ПЕРЕНОСА СПИНОВОГО МОМЕНТА

Рассмотрим электронный спиновый транспорт в одноосном гелимагнетике, в котором направление оси магнитной спирали задается единичным вектором \mathbf{e}_z . Вектор \mathbf{M} для одноосного гелимагнетика в общем случае может быть представлен в виде суммы двух компонент: поперечной (относительно оси спирали) компоненты \mathbf{M}_t и продольной составляющей \mathbf{M}_ℓ . Полагаем, что длина вектора намагниченности $M = |\mathbf{M}|$ постоянна в пространстве и во времени. Зависимость направления намагниченности \mathbf{M} от координаты \mathbf{r} сводится к зависимости направления ее компоненты \mathbf{M}_t только от одной пространственной координаты z . Вектор \mathbf{M}_t с ростом координаты z периодически меняет свое направление в пространстве, оставаясь постоянным по величине. Характеристикой поведения намагниченности \mathbf{M} служит волновой вектор магнитной спирали \mathbf{q} . В рассматриваемом нами случае вектор \mathbf{q} можно представить в виде

$$\mathbf{q} = Kq\mathbf{e}_z,$$

где $q = |\mathbf{q}|$ — волновое число магнитной спирали, а $K = \pm 1$ — киральность спирали. Вектор тангенциальной компоненты намагниченности гелимагнетика с киральностью $K = +1$ с ростом z вращается по часовой стрелке, тогда как киральности $K = -1$ отвечает вращение против часовой стрелки. Все эти особенности поведения \mathbf{M} описываются соотношением

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial z} = [\mathbf{q} \times \mathbf{M}],$$

которое можно рассматривать как определение \mathbf{q} .

Полагаем, что в гелимагнетике действует электрическое поле $\mathbf{E} = E\mathbf{e}_z$, приложенное вдоль оси магнитной спирали, которое индуцирует постоянный электрический ток $\mathbf{j} = j\mathbf{e}_z$. В рассматриваемой геометрии система остается электрически нейтральной и во всех уравнениях мы можем положить $\delta n \equiv 0$. Из уравнения (2) получаем следующее уравнение для определения связи электрического поля E и плотности тока j :

$$E = \frac{m_e}{ne^2\tau}j + K\Lambda \frac{q}{ne} (\mathbf{e}_z \cdot [\delta \mathbf{m} \times \mathbf{M}]). \quad (6)$$

Для последующего рассмотрения требуется конкретизация механизма формирования геликоидального магнитного упорядочения. Мы рассмотрим эффекты электронного спинового транспорта применительно к киральным гелимагнетикам [29], в которых длиннопериодические магнитные структуры образуются как результат конкуренции между обменным взаимодействием Гейзенберга и взаимодействием Дзялошинского–Мория. Плотность магнитной энергии \mathcal{F} , определяющая магнитную энергию

$$F = \int \mathcal{F} d^3\mathbf{r},$$

для киральных гелимагнетиков может быть записана в виде

$$\mathcal{F} = -(1/2)\mathcal{A}\mathbf{M} \cdot \Delta \mathbf{M} + \mathcal{D}\mathbf{M} \cdot [\nabla \times \mathbf{M}] + (1/2)\mathcal{B}(\mathbf{M} \cdot \mathbf{e}_z)^2 - \Lambda \mathbf{M} \cdot \mathbf{m} - (\mathbf{M} + \mathbf{m}) \cdot \mathbf{V}. \quad (7)$$

Здесь константа \mathcal{A} , называемая «обменной жесткостью», характеризует величину гейзенберговского неоднородного обмена, параметр \mathcal{D} , получивший название «спирализация», характеризует величину взаимодействия Дзялошинского–Мория, константа \mathcal{B} определяет энергию магнито-кристаллической анизотропии типа «легкая плоскость», а параметр Λ характеризует величину обменного взаимодействия электронов проводимости и локализованных электронов. Связь констант \mathcal{A} , \mathcal{D} , \mathcal{B} и Λ с параметрами

квантового обменного гамильтониана, задающего геликоидальное магнитное упорядочение в проводящем кристалле, описана в работе [25].

Действующее на намагниченность \mathbf{M} эффективное магнитное поле $\mathbf{V}_{\mathbf{M}}^{(\text{eff})}(\mathbf{r}, t)$ с учетом (7) может быть записано в виде

$$\mathbf{V}_{\mathbf{M}}^{(\text{eff})} = \mathbf{V} + \mathcal{A}\Delta \mathbf{M} - 2\mathcal{D}[\nabla \times \mathbf{M}] - \mathcal{B}(\mathbf{M} \cdot \mathbf{e}_z)\mathbf{e}_z + \Lambda \mathbf{m}. \quad (8)$$

Последующее рассмотрение проведем для случая, когда внешнее магнитное поле отсутствует, полагая $\mathbf{V} = 0$. Решив уравнения Эйлера–Пуассона с плотностью энергии (7), получаем, что в отсутствие электрического тока намагниченность гелимагнетика представляет собой магнитную структуру типа «простая спираль». В такой магнитной структуре отлична от нуля только поперечная, относительно оси спирали, компонента намагниченности. Из условия минимума магнитной энергии получаем, что в равновесном состоянии волновое число $q = |\mathcal{D}|/\mathcal{A}$, при этом киральность $K = \text{sgn}\mathcal{D}$.

В работе [25] нами было показано, что система уравнений (4)–(5) для \mathbf{m} и \mathbf{M} имеет решение, описывающее гармоническое вращение магнитной спирали вокруг своей оси с частотой ω , определяемой соотношением

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \omega [\mathbf{M} \times \mathbf{e}_z].$$

Такое вращение возникает как прямое проявление эффекта передачи спинового момента от электронов проводимости локализованным электронам.

Протекающий в гелимагнетике электрический ток трансформирует магнитную структуру типа «простая спираль» в структуру типа «коническая спираль». В конической спирали продольная компонента \mathbf{M}_ℓ вектора намагниченности \mathbf{M} , направленная вдоль оси спирали, отлична от нуля. Форма конической спирали характеризуется углом конусности

$$\theta = \arcsin(\mathbf{M} \cdot \mathbf{e}_z/M).$$

Схематическое изображение магнитных структур типа «простая спираль» и «коническая спираль» представлено на рис. 1. Значение $\theta = 0$ соответствует простой спирали. Предельное значение $\theta = \pi/2$ описывает вырожденное состояние гелимагнетика с однородной намагниченностью $\mathbf{M} = M\mathbf{e}_z$, которое для краткости мы будем обозначать термином «ферромагнитное».

Умножая векторное уравнение (5) скалярно на \mathbf{e}_z , находим связь между величиной $\mathbf{e}_z \cdot [\delta \mathbf{m} \times \mathbf{M}]$,

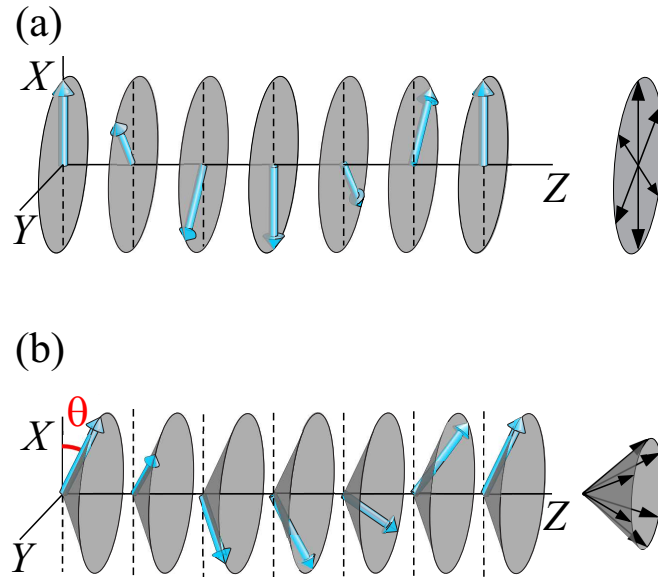


Рис. 1. Схемы пространственных конфигураций магнитных структур типа (a) «простая спираль» и (b) «коническая спираль». Изображенные конфигурации представляют гелимагнетик с правозакрученной спиралью (киральность $K = +1$). Справа для каждой конфигурации представлено ее условное графическое обозначение. Угол конусности θ представляет собой угол, на который вектор намагниченности локализованных электронов отклоняется от плоскости XY - нормальной плоскости оси магнитной спирали Z

фигурирующей в уравнении (6), частотой ω и углом конусности θ :

$$\mathbf{e}_z \cdot [\delta \mathbf{m} \times \mathbf{M}] = \alpha (\omega / \Omega_H) M^2 \cos^2 \theta. \quad (9)$$

В выражении (9) $\Omega_H = \gamma \Lambda M$ — частота прецессии электронной намагниченности в эффективном поле ΛM .

Умножая векторное уравнение (5) скалярно на $[\mathbf{M} \times \mathbf{e}_z]$, находим зависимость частоты ω от угла конусности θ . Для металлических гелимагнетиков, в которых произведение $\chi \Lambda \ll 1$, эта зависимость может быть представлена в явном виде:

$$\omega = \Omega_F \sin \theta, \quad (10)$$

где

$$\Omega_F = \gamma B_F, \quad B_F = M (\mathcal{B} + \mathcal{D}^2 / \mathcal{A}).$$

Из уравнения (4) может быть найдена связь между величиной $\mathbf{e}_z \cdot [\delta \mathbf{m} \times \mathbf{M}]$, углом конусности θ , частотой ω , дрейфовой скоростью электронов \mathbf{w} и волновым вектором спирали \mathbf{q} :

$$\mathbf{e}_z \cdot [\delta \mathbf{m} \times \mathbf{M}] = \chi \Lambda M^2 (\mathbf{q} \cdot \mathbf{w} - \omega) \cos^2 \theta / \nu(\theta). \quad (11)$$

Выражение для фигурирующей в соотношении (11) эффективной скорости спиновой релаксации элек-

тронов $\nu(\theta)$ при выполнении условия $w/qD \ll 1$ может быть записано в виде

$$\nu(\theta) = \nu_S + \nu_D + (\Omega_H^2 / \nu_S) \cos^2 \theta + \left[(\Omega_F + \Omega_H)^2 / (\nu_S + \nu_D) \right] \sin^2 \theta. \quad (12)$$

Здесь $\nu_S = 1/\tau_S$ — скорость спин-решеточной релаксации, $\nu_D = q^2 D$ — скорость спин-диффузионной релаксации. Величина эффективной скорости спиновой релаксации $\nu(\theta)$ зависит от угла конусности θ , изменяясь от значения

$$\nu_0 = \nu_S + \nu_D + \Omega_H^2 / \nu_S$$

при $\theta = 0$ до значения

$$\nu_1 = \nu_S + \nu_D + (\Omega_F + \Omega_H)^2 / (\nu_S + \nu_D)$$

при $\theta = \pi/2$.

Для дальнейшего рассмотрения удобно ввести безразмерные величины:

$$\bar{j} = \mathbf{w} \cdot \mathbf{q} / \Omega_F, \quad \bar{\omega} = \omega / \Omega_F,$$

$$\bar{\nu}_S = \nu_S / \Omega_H, \quad \bar{\nu}_D = \nu_D / \Omega_H,$$

$$\bar{\nu}_0 = \nu_0 / \Omega_H, \quad \bar{\nu}_1 = \nu_1 / \Omega_H,$$

$$a = \alpha / \chi \Lambda.$$

Величины $\bar{\nu}_0$ и $\bar{\nu}_1$ выражаются через $\bar{\nu}_S$ и $\bar{\nu}_D$ соотношениями

$$\bar{\nu}_0 = \bar{\nu}_S + \bar{\nu}_D + \frac{1}{\bar{\nu}_S},$$

$$\bar{\nu}_1 = \bar{\nu}_S + \bar{\nu}_D + \frac{(1 + \Omega_F/\Omega_H)^2}{\bar{\nu}_S + \bar{\nu}_D}.$$

Подставляя выражение (10) в (11) и подставляя затем полученный результат в (6), получаем выражение для удельного электросопротивления гелимагнетика $\rho = E/j$ в виде

$$\rho = \rho_F + \rho_S, \quad (13)$$

где $\rho_F = m_e/n e^2 \tau$ — удельное электросопротивление гелимагнетика в «ферромагнитном» состоянии с однородной намагниченностью $\mathbf{M} = M \mathbf{e}_z$, а $\rho_S \equiv \rho_S(\theta)$ — спиновый вклад в электросопротивление, обусловленный неоднородным обменным полем магнитной спирали и эффектом переноса спина, который является функцией угла конусности θ и определяется как

$$\rho_S(\theta) = \frac{Mq^2}{\gamma e^2 n^2} \frac{\alpha \cos^2 \theta}{1 + \alpha (\bar{\nu}_0 \cos^2 \theta + \bar{\nu}_1 \sin^2 \theta) / \chi \Lambda}. \quad (14)$$

Из вида выражения (14) следует, что спиновый вклад ρ_S зависит от величины протекающего через гелимагнетик электрического тока j только в силу зависимости от j угла конусности спирали θ . Подставляя (11) в (9), с учетом (10) получаем уравнение, связывающее угол конусности θ с плотностью электрического тока \bar{j} :

$$[1 + a (\bar{\nu}_0 \cos^2 \theta + \bar{\nu}_1 \sin^2 \theta)] \sin \theta = \bar{j}. \quad (15)$$

Формулы (13)–(15) описывают существенно нелинейную связь электрического поля E и плотности тока j в гелимагнетике, которая является непосредственным проявлением эффекта передачи спинового момента. Эта нелинейность проявляется в зависимости вклада ρ_S , задаваемого выражением (14), от угла конусности спирали θ , который в свою очередь определяется величиной протекающего через гелимагнетик электрического тока в соответствии с уравнением (15). Указанная нелинейность самым существенным образом проявляется в условиях, когда угол θ близок к предельному значению $\theta_F = \pi/2$.

При малых значениях плотности тока, когда $\bar{j} \ll 1$, угол $\theta \ll 1$ при любых значениях параметров a , $\bar{\nu}_0$ и $\bar{\nu}_1$, и тогда $\rho_S \simeq \rho_S^{(0)}$, где

$$\rho_S^{(0)} = \frac{Mq^2}{\gamma e^2 n^2} \frac{\alpha}{1 + \alpha \bar{\nu}_0 / \chi \Lambda}. \quad (16)$$

Формула (16) для $\rho_S^{(0)}$ определяет величину вклада переноса спина в электросопротивление в пределе малых токов, когда $j \ll j_0$, где

$$j_0 = |e| n \Omega_F / q.$$

Из выражения (16) следует, что величина $\rho_S^{(0)}$ критически зависит от соотношения двух параметров: α и $\chi \Lambda / \bar{\nu}_0$. Если параметр затухания Гильберта α , характеризующий скорость затухания колебаний намагниченности \mathbf{M} , существенно превышает величину $\chi \Lambda / \bar{\nu}_0$, так что выполняется строгое неравенство $\alpha \gg \chi \Lambda / \bar{\nu}_0$, то

$$\rho_S^{(0)} \simeq \rho_H,$$

где

$$\rho_H = \chi \Lambda^2 M^2 q^2 / e^2 n^2 \nu_0. \quad (17)$$

В этих условиях вклад ρ_S прямо пропорционален квадрату параметра Λ , характеризующего интенсивность обменного взаимодействия электронов проводимости и локализованных электронов, обратно пропорционален скорости спиновой релаксации электронов проводимости ν_0 и не зависит от α . Напомним, что эффективная скорость релаксации ν_0 есть сумма скоростей спин-решеточной релаксации $\nu_S = 1/\tau_S$, спин-диффузионной релаксации $\nu_D = q^2 D$ и спин-прецессионной релаксации $\nu_P = \Omega_H^2 / \nu_S$ [5].

Если параметр затухания Гильберта α мал, так что $\alpha \ll \chi \Lambda / \bar{\nu}_0$, то

$$\rho_S^{(0)} \simeq \alpha M q^2 / \gamma e^2 n^2. \quad (18)$$

В этом предельном случае величина гелимагнитного вклада в электросопротивление определяется исключительно значением параметра затухания Гильберта α и не зависит ни от параметра взаимодействия Λ , ни от параметра ν_0 , характеризующего скорость затухания колебаний намагниченности \mathbf{m} .

Физический смысл полученных результатов довольно прозрачен. Если $\alpha \gg \chi \Lambda / \bar{\nu}_0$, то вращение спирали $\mathbf{M}(z, t)$ под действием протекающего электрического тока предельно затруднено в силу большой величины скорости релаксации Гильберта и в первом приближении спираль $\mathbf{M}(z, t)$ можно считать неподвижной. В этом случае вся картина явления определяется эффективной скоростью релаксации спина электронов проводимости ν_0 , а величина параметра Гильберта α не имеет существенного значения. Конечный результат для ρ_S , определяемый формулой (17), совпадает с полученным нами ранее [5] для неподвижной спирали.

В случае $\alpha \ll \chi\Lambda/\bar{\nu}_0$ слабое затухание колебаний магнитной спирали гелимагнетика $\mathbf{M}(z, t)$ приводит к тому, что она легко «подстраивается» под движение намагниченности $\mathbf{m}(z, t)$ электронов проводимости и поэтому дает тем меньший вклад в электросопротивление, чем меньшее значение имеет параметр затухания α . При этом величина скорости затухания ν_0 не имеет существенного значения. Это обстоятельство и отражает прямая пропорциональная зависимость величины $\rho_S^{(0)}$ от α и ее независимость от ν_0 в формуле (18).

Проанализируем нелинейные эффекты в электросопротивлении гелимагнетиков, описываемые зависимостью $\rho_S(\theta)$. Анализ выражения (14) для $\rho_S(\theta)$ показывает, что $\rho_S(\theta)$ является монотонно убывающей функцией своего аргумента, определенной на интервале $0 \leq \theta \leq \pi/2$ и принимающей на его границах значения

$$\rho_S(0) = \rho_H a \bar{\nu}_0 / (1 + a \bar{\nu}_0)$$

и

$$\rho_S(\pi/2) = 0.$$

Все нелинейные эффекты в поведении электросопротивления $\rho_S(\theta)$ определяются зависимостью $\theta(\bar{j})$, которая задается уравнением (15). Легко видеть, что в зависимости от соотношения параметров a , $\bar{\nu}_0$ и $\bar{\nu}_1$ могут реализоваться два принципиально различных сценария в поведении функции $\theta(\bar{j})$.

Сценарий I реализуется в случае выполнения условия $a(2\bar{\nu}_0 - 3\bar{\nu}_1) < 1$. При выполнении этого условия функция $\theta(\bar{j})$ является монотонно-возрастающей функцией. Рост \bar{j} от 0 до $\bar{j}_1 = 1 + a\bar{\nu}_1$ сопровождается монотонным ростом θ от 0 до $\pi/2$. В условиях реализации сценария I при $\bar{j} > \bar{j}_1$ уравнение (15) не имеет решений, описывающих гармоническое вращение спирали намагниченности гелимагнетика.

Сценарий II реализуется, когда $a(2\bar{\nu}_0 - 3\bar{\nu}_1) > 1$. В условиях сценария II простая картина монотонного увеличения θ с ростом \bar{j} сохранится лишь в диапазоне $0 \leq \bar{j} < \bar{j}_1$. В этом диапазоне уравнение (15) имеет единственное решение $\theta^{(1)}(\bar{j})$. Когда \bar{j} станет равной \bar{j}_1 , угол θ достигнет величины $\theta^{(1)}(\bar{j}_1)$, которая заведомо меньше $\pi/2$. При $\bar{j} > \bar{j}_1$ возникнет ситуация, когда уравнение (15) имеет два решения, т.е. магнитная спираль может одновременно находиться в двух состояниях, характеризующихся разными углами конусности $\theta^{(1)}(\bar{j})$ и $\theta^{(2)}(\bar{j})$ при одном и том же значении \bar{j} . Двум разным углам $\theta^{(1)}$ и $\theta^{(2)}$ соответствуют, согласно формуле (10), две различные частоты вращения спирали. Это явление было

названо в работе [25] как «спиновая вращательная бистабильность гелимагнетиков». Такая бистабильность будет наблюдаться в диапазоне $\bar{j}_1 \leq \bar{j} \leq \bar{j}_2$, где

$$\bar{j}_2 = \frac{2(1 + a\bar{\nu}_0)^{3/2}}{3\sqrt{3a(\bar{\nu}_0 - \bar{\nu}_1)}}.$$

Обе ветви $\theta^{(1)}(\bar{j})$ и $\theta^{(2)}(\bar{j})$ в указанном диапазоне \bar{j} сосуществуют, смыкаясь при $\bar{j} = \bar{j}_2$. В точке смыкания двух ветвей

$$\theta^{(1)} = \theta^{(2)} = \arcsin \sqrt{(1 + a\bar{\nu}_0)/3a(\bar{\nu}_0 - \bar{\nu}_1)}.$$

Развитая теория не дает ответа на вопрос, какое из двух возбужденных состояний вращающейся под действием тока магнитной системы гелимагнетика будет реализовываться в эксперименте при $\bar{j}_1 \leq \bar{j} \leq \bar{j}_2$. При $\bar{j} > \bar{j}_2$ уравнение (15) не имеет решений, описывающих гармоническое вращение спирали намагниченности гелимагнетика.

В условиях реализации сценария I поведение спинового вклада в электросопротивление описывается функцией $\rho_S(\theta^{(1)}(\bar{j}))$, которая является монотонно-убывающей функцией переменной \bar{j} . Рост \bar{j} от 0 до $\bar{j}_1 = 1 + a\bar{\nu}_1$ приводит к монотонному убыванию $\rho_S(\theta^{(1)}(\bar{j}))$ от значения $\rho_S(0)$ до 0.

При реализации сценария II в диапазоне $0 \leq \bar{j} < \bar{j}_1$ спиновый вклад в электросопротивление определяется однозначно функцией $\rho_S(\theta^{(1)}(\bar{j}))$. При росте \bar{j} от значения \bar{j}_1 до \bar{j}_2 возникает ситуация, при которой гелимагнетик может одновременно находиться в двух состояниях с разным электросопротивлением при одном и том же значении \bar{j} . В дополнение к монотонно убывающей ветви $\rho_S(\theta^{(1)}(\bar{j}))$ возникает вторая — монотонно возрастающая ветвь $\rho_S(\theta^{(2)}(\bar{j}))$, при этом значение

$$\rho_S(\theta^{(2)}(\bar{j}_1)) = 0.$$

В точке смыкания двух этих ветвей

$$\rho_S(\theta(\bar{j}_2)) = \frac{\rho_S^{(0)} [a(2\bar{\nu}_0 - 3\bar{\nu}_1) - 1]}{2a(\bar{\nu}_0 - \bar{\nu}_1)}.$$

Явление существования в гелимагнетиках двух состояний спиновой спирали с различным электросопротивлением при одном и том же значении протекающего в гелимагнетике электрического тока может быть названо как «спиновая электрическая бистабильность гелимагнетиков». Отметим, что спиновая электрическая бистабильность, как и спиновая вращательная бистабильность, описанная в работе [25], являются непосредственным проявлением эффекта передачи спина в гелимагнетиках.

Развитая теория не дает ответа на вопрос, какое из двух значений электросопротивления вращающейся под действием тока магнитной системы гелимагнетика будет реализовываться в эксперименте при $\bar{j} \geq \bar{j}_1$. Можно предположить, что существующие в реальном гелимагнетике флуктуации плотности тока, пространственные неоднородности параметров релаксации импульса и спина электронов и другие случайные причины будут вызывать хаотические во времени переходы между этими двумя состояниями.

Вольтамперная характеристика гелимагнетика в условиях существования электрической бистабильности является существенно нелинейной. Для демонстрации степени этой нелинейности помимо удельного электросопротивления $\rho = E/j$ найдем удельное дифференциальное электросопротивление $\tilde{\rho}$, которое определяется как $\tilde{\rho} = \partial E / \partial j$. Дифференциальное электросопротивление $\tilde{\rho}$ можно представить в виде

$$\tilde{\rho} = \rho_F + \tilde{\rho}_S,$$

где

$$\tilde{\rho}_S = \rho_S(\theta) + \frac{\partial \rho_S(\theta)}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial \bar{j}}. \quad (19)$$

В силу описанных выше свойств функций $\rho_S(\theta)$ и $\theta(\bar{j})$, в условиях реализации сценария II при стремлении \bar{j} к величине \bar{j}_2 производная $\partial \theta / \partial \bar{j}$ неограниченно растет, тогда как производная $\partial \rho_S(\theta) / \partial \theta$ остается конечной отрицательной величиной. Следовательно, с приближением \bar{j} к величине \bar{j}_2 спиновый вклад $\tilde{\rho}_S$, а вместе с ним и дифференциальное электросопротивление $\tilde{\rho}$ могут иметь сколь угодно большие отрицательные значения. Таким образом, гелимагнетики могут представлять интерес для электроники как материалы, которые при определенных условиях имеют отрицательное дифференциальное электросопротивление [30, 31].

4. ЧИСЛЕННЫЕ ОЦЕНКИ И РАСЧЕТЫ

Проиллюстрируем описанные в предыдущем разделе особенности поведения электросопротивления киральных гелимагнетиков на примере гелимагнетиков металлического типа. Значение спиновой восприимчивости Паули по порядку величины может быть оценено как $\chi \sim 10^{-6}$. Для s - d обменного взаимодействия с характерной величиной взаимодействия 0.01 эВ параметр $\Lambda \sim 10^4$. Для величины константы затухания Гильберта в гелимагнетиках примем оценку $\alpha \sim 0.01$, которая соответствует экспериментальным данным для

гелимагнетика FeGe, приведенным в работе [32]. Тогда для параметра a получаем оценку $a \sim 1$.

Полагая, что намагниченность гелимагнетика $M \sim 10^3$ эрг/Гс·см³, получаем оценку для частоты $\Omega_H \sim 10^{14}$ с⁻¹. Величина поля B_F может быть определена из экспериментальных измерений величины внешнего магнитного поля, необходимого для перехода из геликоидального состояния системы в «ферромагнитное», что дает оценку «снизу» для $B_F \sim 10^3$ Э, откуда $\Omega_F \sim 10^{10}$ с⁻¹. С учетом того, что согласно приведенным выше оценкам $\Omega_F \ll \Omega_H$, для частоты $\bar{\nu}_1$ будем использовать выражение

$$\bar{\nu}_1 \approx \bar{\nu}_S + \bar{\nu}_D + \frac{1}{\bar{\nu}_S + \bar{\nu}_D}.$$

В металлах скорость Ферми $v_F \sim 10^8$ см/с, время релаксации импульса $\tau \sim 10^{-14}$ с и тогда по порядку величины коэффициент диффузии $D \sim 10$ см²/с. Для гелимагнетиков, в которых волновое число $q \sim 10^6$ см⁻¹, получаем оценку $\nu_D \sim 10^{13}$ с⁻¹. Тогда параметр $\bar{\nu}_D \sim 10^{-1}$. Экспериментальные данные о значениях времени спиновой релаксации τ_S в гелимагнетиках в литературе отсутствуют, поэтому в дальнейшем рассмотрении величина $\bar{\nu}_S$ останется свободным параметром теории. Очевидно, что для оценки величины времени спиновой релаксации τ_S «снизу» можно использовать характерные значения времени релаксации импульса $\tau \sim 10^{-14}$ с, так что для параметра $\bar{\nu}_S$ получаем оценку «сверху» $\bar{\nu}_S \leq 1$.

Приведенные выше численные оценки параметров Ω_F и q позволяют оценить величину плотности тока

$$j_0 = |e| n \Omega_F / q,$$

которая определяет границу области значимости нелинейных эффектов в спиновом электронном транспорте в гелимагнетике. Для металлических гелимагнетиков с концентрацией электронов проводимости $n \sim 10^{22}$ см⁻³ получаем оценку $j_0 \sim 10^7$ А/см². Отметим, что в экспериментальных работах [33–38] для наблюдения движения доменных стенок в металлах под действием электрического поля практически использовались токи плотностью $\sim 10^7 \div 10^8$ А/см². В обзоре [39] сообщается об использовании электрических токов такой же величины для манипуляций скирмионами в металлах. Таким образом, полученная оценка для j_0 позволяет надеяться, что вышеописанные нелинейные эффекты в спиновом электронном транспорте в гелимагнитных металлах могут быть обнаружены экспериментально.

Для иллюстрации особенностей нелинейного поведения электросопротивления гелимагнетиков при-

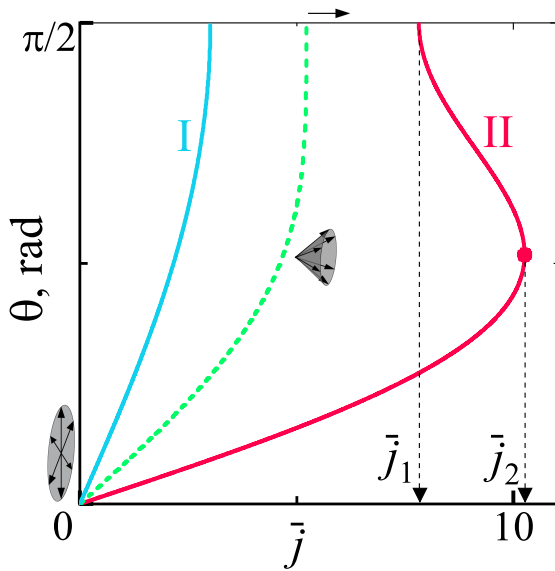


Рис. 2. Поведение угла конусности $\theta(\bar{j})$ с изменением плотности тока \bar{j} при $a = 1$ и $\bar{v}_D = 0.1$. Кривая I соответствует сценарию I ($\bar{v}_S = 1$); кривая II представляет сценарий II ($\bar{v}_S = 0.05$); пунктирная кривая соответствует границе областей существования сценариев I и II ($\bar{v}_S = 0.15$)

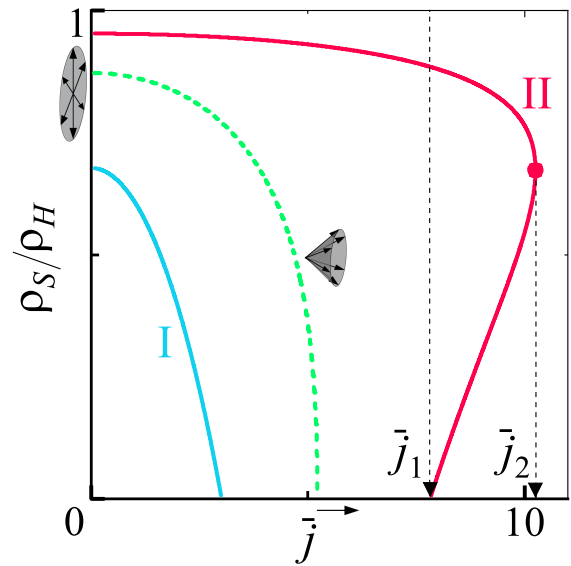


Рис. 3. Поведение относительного электросопротивления ρ_S/ρ_H с изменением \bar{j} при $a = 1$ и $\bar{v}_D = 0.1$. Кривая I представляет сценарий I ($\bar{v}_S = 1$); кривая II представляет сценарий II ($\bar{v}_S = 0.05$); пунктирная кривая соответствует границе областей существования сценариев I и II ($\bar{v}_S = 0.15$)

ведем результаты численного расчета зависимостей от \bar{j} величин θ , ρ_S и $\tilde{\rho}_S$.

На рис. 2 представлена зависимость угла конусности $\theta(\bar{j})$, полученная как решение уравнения (15), при $a = 1$ и $\bar{v}_D = 0.1$. Кривая I соответствует сценарию I при выборе параметра $\bar{v}_S = 1$. Сценарий II при данных значениях a и \bar{v}_D реализуется при $\bar{v}_S < 0.15$. На рис. 2 кривая II соответствует сценарию II при выборе $\bar{v}_S = 0.05$. Пунктирная кривая соответствует границе областей существования сценариев I и II, когда $\bar{v}_S = 0.15$. В области $\bar{j}_1 \leq \bar{j} \leq \bar{j}_2$ уравнение (15) для каждого значения \bar{j} имеет два решения, отличающиеся величиной угла конусности $\theta(\bar{j})$.

На рис. 3 представлена зависимость отношения ρ_S/ρ_H от плотности тока \bar{j} при тех же значениях параметров a и \bar{v}_D , которые были использованы при построении кривых на рис. 2. В области $\bar{j}_1 \leq \bar{j} \leq \bar{j}_2$ реализуется режим спиновой электрической бистабильности.

Рисунок 4 представляет зависимость спинового вклада в относительное дифференциальное электросопротивление $\tilde{\rho}_S/\rho_H$ от плотности тока \bar{j} при тех же значениях параметров a и \bar{v}_D , которые были использованы при построении кривых на рис. 2. В условиях реализации сценария II для значений \bar{j} , достаточно близких к \bar{j}_2 , дифференциальное электросопротивление $\tilde{\rho}$ вместе с $\tilde{\rho}_S$ принимает отрицательные значения.

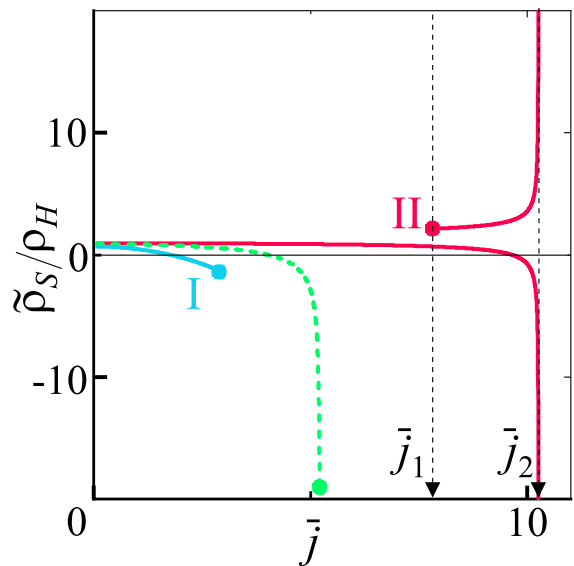


Рис. 4. Поведение относительного дифференциального электросопротивления $\tilde{\rho}_S/\rho_H$ с изменением \bar{j} при $a = 1$ и $\bar{v}_D = 0.1$. Кривая I представляет сценарий I ($\bar{v}_S = 1$); пунктирная кривая соответствует границе областей существования сценариев I и II ($\bar{v}_S = 0.15$). Две ветви кривой II представляют сценарий II ($\bar{v}_S = 0.05$); нижняя ветвь $\tilde{\rho}_S$ обеспечивает отрицательную величину электросопротивления $\tilde{\rho}$ при значениях \bar{j} , близких к \bar{j}_2

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлено теоретическое описание нелинейного квантового спинового транспорта в проводящих киральных гелимагнетиках в условиях проявления эффекта передачи спинового момента.

Установлено, что действие неоднородного обменного поля на электроны проводимости со стороны магнитной спирали, образованной спинами локализованных электронов гелимагнетика, приводит к увеличению его электросопротивления (по сравнению с электросопротивлением соответствующей магнитно-однородной системы). Величина квантового спинового вклада в электросопротивление в условиях передачи спинового момента зависит от величины интеграла обменного взаимодействия и от релаксационных характеристик спиновых систем электронов проводимости и локализованных электронов.

Если константа затухания Гильберта α достаточно велика, то вращение спиновой спирали гелимагнетика под действием протекающего электрического тока предельно затруднено и в первом приближении магнитную спираль $\mathbf{M}(z, t)$ можно считать неподвижной. В этом случае величина спинового вклада в электросопротивление определяется только эффективной скоростью релаксации спина электронов проводимости, а величина параметра затухания Гильберта α не имеет существенного значения.

В случае, когда параметр затухания Гильберта α достаточно мал, слабое затухание колебаний магнитной спирали гелимагнетика $\mathbf{M}(z, t)$ приводит к тому, что она легко «подстраивается» под движение намагниченности $\mathbf{m}(z, t)$ электронов проводимости и поэтому дает тем меньший вклад в электросопротивление, чем меньшее значение имеет параметр затухания α . При этом величина скорости спинового затухания электронов проводимости не имеет существенного значения. В этих условиях спиновый вклад в электросопротивление прямо пропорционален α .

Вольт-амперная характеристика гелимагнетика в условиях действия эффекта переноса спинового момента может быть существенно нелинейной. Для гелимагнетиков металлического типа нелинейные эффекты становятся существенными при плотностях электрического тока, превышающих значение $j_0 \sim 10^7$ А/см². Протекание тока большой плотности вызывает изменение формы спиновой спирали: простая спираль трансформируется в коническую, причем угол конусности растет с увеличением плотности электрического тока, достигая критиче-

ского значения $\pi/2$, при котором спиральное упорядочение спиновых моментов вырождается в коллинеарное.

При определенных соотношениях параметров, характеризующих гелимагнетик, возможна ситуация, когда при протекании тока в системе возникает «спиновая электрическая бистабильность» — явление существования в гелимагнетике двух состояний спиновой спирали с различным электросопротивлением при одном и том же значении протекающего в гелимагнетике электрического тока. В условиях существования спиновой электрической бистабильности дифференциальное электросопротивление гелимагнетика может принимать сколь угодно большие отрицательные значения. Эта особенность электро-резистивных свойств гелимагнетиков может представлять интерес для их возможного использования как материалов для приборов и устройств магнитоэлектроники.

Финансирование. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда в рамках проекта № 22-22-00220.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Gerlach and O. Stern, *Z. Phys.* **9**, 349 (1922).
2. Ю. А. Изюмов, *УФН* **144**, 439 (1984).
3. T. Kimura, *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **3**, 93 (2012).
4. Y. Togawa, Y. Kousaka, K. Inoue, and J.-i. Kishine, *J. Phys. Soc. Jpn.* **85**, 112001 (2016).
5. В. В. Устинов, И. А. Ясюевич, *Физика металлов и металловедение*, **121**, 257 (2020).
6. V. V. Ustinov and I. A. Yasyulevich, *Phys. Rev. B* **102**, 134431 (2020).
7. D. W. Boys and S. Legvold, *Phys. Rev.* **174**, 377 (1968).
8. T. Yokouchi, N. Kanazawa, A. Kikkawa, D. Morikawa, K. Shibata, T. Arima, Y. Taguchi, F. Kagawa, and Y. Tokura, *Nat. Commun.* **8**, 866 (2017).
9. R. Aoki, Y. Kousaka, and Y. Togawa, *Phys. Rev. Lett.* **122**, 057206 (2019).
10. N. Jiang, Y. Nii, H. Arisawa, E. Saitoh, and Y. Onose, *Nat. Commun.* **11**, 1601 (2020).

11. N. Jiang, Y. Nii, H. Arisawa, E. Saitoh, J. Ohe, and Y. Onose, *Phys. Rev. Lett.* **126**, 177205 (2021).
12. L. I. Naumova, M. A. Milyaev, R. S. Zavornitsyn, T. P. Krinitsina, V. V. Proglyado, and V. V. Ustinov, *Current Applied Physics* **19**, 1252 (2019).
13. Л. И. Наумова, М. А. Миляев, Р. С. Заборницын, Т. П. Криницина, Т. А. Чернышова, В. В. Проглядо, В. В. Устинов, *Физика металлов и металловедение* **120**, 464 (2019).
14. R. S. Zavornitsyn, L. I. Naumova, M. A. Milyaev, M. V. Makarova, V. V. Proglyado, I. K. Maksimova, and V. V. Ustinov, *Current Applied Physics* **20**, 1328 (2020).
15. Р. С. Заборницын, Л. И. Наумова, М. А. Миляев, М. В. Макарова, Т. П. Криницина, В. В. Проглядо, В. В. Устинов, *Физика металлов и металловедение* **121**, 688 (2020).
16. В. В. Устинов, М. А. Миляев, Л. И. Наумова, Р. С. Заборницын, Т. П. Криницина, В. В. Проглядо, *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования* **12**, 26 (2021).
17. L. I. Naumova, R. S. Zavornitsyn, M. A. Milyaev, M. V. Makarova, V. V. Proglyado, and V. V. Ustinov, *IEEE Transactions on Nanotechnology* **20**, 866 (2021).
18. Л. И. Наумова, Р. С. Заборницын, М. А. Миляев, М. В. Макарова, В. В. Проглядо, В. В. Устинов, *Физика металлов и металловедение* **122**, 581 (2021).
19. Л. И. Наумова, Р. С. Заборницын, М. А. Миляев, М. В. Макарова, В. В. Проглядо, А. С. Русалина, В. В. Устинов, *Физика металлов и металловедение* **123**, 1011 (2022).
20. O. Wessely, B. Skubic, and L. Nordstrom, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 256601 (2006).
21. K. Goto, H. Katsura, and N. Nagaosa, arXiv:0807.2901.
22. S. K. Kudtarkar, *Phys. Lett. A* **374**, 366 (2009).
23. J. Iwasaki, M. Mochizuki, and N. Nagaosa, *Nat. Commun.* **4**, 1463 (2013).
24. K. M. D. Hals and A. Brataas, *Phys. Rev. B* **87**, 174409 (2013).
25. V. V. Ustinov and I. A. Yasyulevich, *Phys. Rev. B* **106**, 064417 (2022).
26. J. Masell, X. Yu, N. Kanazawa, Y. Tokura, and N. Nagaosa, *Phys. Rev. B* **102**, 180402(R) (2020).
27. Y. Takeuchi, Y. Yamane, J. Yoon, R. Itoh, B. Jinnai, S. Kanai, J. Ieda, S. Fukami, and H. Ohno, *Nat. Mater.* **20**, 1364 (2021).
28. С. В. Вонсовский, *Магнетизм*, Наука, Москва (1971), с. 1032.
29. J.-i. Kishine and A. S. Ovchinnikov, *Solid State Phys.* **66**, 1 (2015).
30. А. Н. Серьезнов, Л. Н. Степанова, С. А. Горяинов, С. В. Гагин, О. Н. Негоденко, Н. А. Филинюк, Ф. Д. Касимов, *Негатроника*, Новосибирское отделение издательства Наука, Новосибирск (1995), с. 315.
31. N. A. Filinyuk and A. A. Lazarev, *AEU — International Journal of Electronics and Communications* **68**, 172 (2014).
32. S. Budhathoki, A. Sapkota, K. M. Law, S. Ranjit, B. Nepal, B. D. Hoskins, A. S. Thind, A. Y. Borisevich, M. E. Jamer, T. J. Anderson, A. D. Koehler, K. D. Hobart, G. M. Stephen, D. Heiman, T. Mewes, R. Mishra, J. C. Gallagher, and A. J. Hauser, *Phys. Rev. B* **101**, 220405(R) (2020).
33. M. Tsoi, R. E. Fontana, and S. S. P. Parkin, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 2617 (2003).
34. A. Yamaguchi, T. Ono, S. Nasu, K. Miyake, K. Mibu, and T. Shinjo, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 077205 (2004).
35. M. Klaui, P.-O. Jubert, R. Allenspach, A. Bischof, J. A. C. Bland, G. Faini, U. Rudiger, C. A. F. Vaz, L. Vila, and C. Vouille, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 026601 (2005).
36. Y. Togawa, T. Kimura, K. Harada, T. Akashi, T. Matsuda, A. Tonomura, and Y. Otani, *Jpn. J. Appl. Phys.* **45**, L683 (2006).
37. M. Hayashi, L. Thomas, C. Rettner, R. Moriya, Y. B. Bazaliy, and S. S. P. Parkin, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 037204 (2007).
38. M. Hayashi, L. Thomas, R. Moriya, C. Rettner, S. S. P. Parkin, *Science* **320**, 209 (2008).
39. X. Zhang, Y. Zhou, K. M. Song, T.-E. Park, J. Xia, M. Ezawa, X. Liu, W. Zhao, G. Zhao, and S. Woo, *J. Phys.: Condens. Matter* **32**, 143001 (2020).