ФИЗИКА МЕТАЛЛОВ И МЕТАЛЛОВЕДЕНИЕ, 2023, том 124, № 2, с. 204–213

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 537.6

ХИРАЛЬНАЯ СПИН-ОРБИТРОНИКА ГЕТЕРОПЕРЕХОДА ГЕЛИМАГНЕТИК–НОРМАЛЬНЫЙ МЕТАЛЛ

В. В. Устинов[a, b, *], **И. А. Ясюлевич**[a], **Н. Г. Бебенин**[a]

[a] *Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108 Россия*

[b] *Институт естественных наук и математики УрФУ, ул. Куйбышева, 48, Екатеринбург, 620002 Россия*

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

Поступила в редакцию 18.11.2022 г.
После доработки 24.11.2022 г.
Принята к публикации 29.11.2022 г.

Построена теория спинового и зарядового транспорта в ограниченных металлических магнетиках, учитывающая эффекты спин-орбитального рассеяния электронов проводимости на дефектах кристаллической решетки. Теория применима для описания спинового эффекта Холла и аномального эффекта Холла, что позволяет положить ее в основу описания явлений спин-орбитроники. Сформулированы феноменологические граничные условия для потоков заряда и спина на границе раздела двух различных металлов, на основе которых описана инжекция в гелимагнетик чисто спинового тока, возникающего в нормальном металле как проявление спинового эффекта Холла. Предсказано существование “эффекта хиральной поляризации чисто спинового тока”, который заключается в возникновении в гелимагнетике продольно-поляризованного чисто спинового тока и продольной компоненты неравновесной намагниченности электронов, зависящих от хиральности спирали гелимагнетика, при инжекции из нормального металла поперечно-поляризованного спинового тока.

Ключевые слова: спин-орбитальное взаимодействие, спин-орбитроника, спиновый ток, спиновый эффект Холла, аномальный эффект Холла, спиновая поляризация, инжекция, гелимагнетик, хиральность

DOI: 10.31857/S001532302260174X, **EDN:** LAKCUQ

ВВЕДЕНИЕ

Спин-орбитроника – новейшая ветвь спинтроники, активно развивающаяся в настоящее время в ведущих мировых научных центрах [1–5]. Происхождение этого термина связано с существованием в проводящих твердых телах особого релятивистского взаимодействия спинового момента и орбитального углового момента электронов проводимости. Спин-орбитальное взаимодействие (СОВ) может продуцировать спиновую поляризацию электронов проводимости в проводящем твердом теле в отсутствие в нем какого-либо магнитного упорядочения. Явление, в котором СОВ проявляется наиболее ярко – это спиновый эффект Холла [6–13]. Спиновый эффект Холла наблюдается в немагнитных (“нормальных”) проводящих материалах, в отличие от “обычного” эффекта Холла, в отсутствие какого-либо внешнего магнитного поля и проявляется в том, что электрический ток в проводнике, текущий в произвольном направлении, вызывает появление поперечного “чисто спинового” тока [14–16]. Под чисто спиновым током понимается спиновый ток, который не сопровождается макроскопическим переносом электрического заряда. Спиновый момент, порожденный СОВ в условиях спинового эффекта Холла и переносимый чисто спиновым током, может передаваться в магнитную подсистему магнитоупорядоченного слоя, соседствующего со слоем нормального металла [2–5, 13, 17]. Ветвь спинтроники, в которой изучаются обусловленные существованием СОВ процессы переноса спинового момента в наноструктурах из слоев с различным типом магнитного упорядочения, и получила название “спин-орбитроника”.

Передача спинового момента, индуцированного СОВ в нормальном металле, может происходить как в ферромагнитные слои [18], так и в слои с любым другим типом магнитного упорядочения: антиферромагнитные [19–22], ферримагнитные [23], и др. В настоящей работе будет изучаться спиновый транспорт в гетеропереходе нормальный металл – гелимагнетик.

Явления, связанные с передачей спинового момента из слоя нормального металла в магнитную подсистему слоя, обладающего спиральной спиновой структурой, были предметом изучения в недавних экспериментальных работах [24–27]. Целью настоящей работы является разработка теории, позволяющей описывать явления спин-орбитроники на языке уравнений движения и соответствующих граничных условий для макроскопических величин: плотностей заряда и спина электронов проводимости, а также зарядовых и спиновых токов. На ее основе будет описана инжекция чисто спинового тока из нормального металла с сильным СОВ в гелимагнетик, имеющий спиральное спиновое упорядочение.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ СПИН-ОРБИТРОНИКИ

Уравнения, описывающие электронный спиновый транспорт в проводящих магнетиках с учетом СОВ электронов проводимости с рассеивателями, сформулированы в рамках микроскопического подхода в работе [28]. Здесь мы приведем эти уравнения для случая, когда внешнее магнитное поле отсутствует, а движение электронов инициируется электрическим полем $\mathbf{E}$. Взаимодействие электронов проводимости с магнитной подсистемой локализованных электронов будем рассматривать в рамках *s-d(f)*-обменной модели [29]. В приближении среднего поля действие на спины электронов магнитной системы локализованных электронов, обладающих намагниченностью $\mathbf{M}$, будем описывать как действие эффективного обменного поля $\Lambda\mathbf{M}$. Здесь Λ – безразмерный параметр, характеризующий интенсивность *s-d(f)*-обменного взаимодействия. Без существенного ограничения общности будем считать газ электронов проводимости вырожденным. В указанных приближениях уравнения [28] для плотности электронов проводимости N, плотности спинового момента электронов $\mathbf{S}$, плотности потока электронов $\mathbf{I}$ и плотности спинового тока $\boldsymbol{J}$ принимают вид:

$$\frac{\partial}{\partial t}N + \nabla\cdot\mathbf{I} = 0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\mathbf{S} + \frac{1}{\tau_{\mathrm{S}}}\delta\mathbf{S} + [\mathbf{S}\times\mathbf{\Omega}] + \nabla\cdot\boldsymbol{J} = 0, \tag{2}$$

$$\begin{gathered}\frac{\partial}{\partial t}\mathbf{I} + \frac{1}{\tau_{\mathrm{O}}}\mathbf{I} + \frac{1}{\tau_{\mathrm{SO}}}\boldsymbol{\epsilon}\cdot\cdot\boldsymbol{J} + \frac{v_{\mathrm{F}}^2}{3}\nabla\delta N + \\ + \frac{\hbar}{2m_e}(\nabla\otimes\mathbf{\Omega})\cdot\mathbf{S} - \frac{e}{m_e}\mathbf{E}N = 0,\end{gathered} \tag{3}$$

$$\begin{gathered}\frac{\partial}{\partial t}\boldsymbol{J} + \frac{1}{\tau_{\mathrm{O}}}\boldsymbol{J} + [\boldsymbol{J}\times\mathbf{\Omega}] + \frac{1}{\tau_{\mathrm{SO}}}\boldsymbol{\epsilon}\cdot\mathbf{I} + \\ + \frac{v_{\mathrm{F}}^2}{3}\nabla\otimes\delta\mathbf{S} + \frac{\hbar}{2m_e}(\nabla\otimes\mathbf{\Omega})\delta N - \frac{e}{m_e}\mathbf{E}\otimes\mathbf{S} = 0.\end{gathered} \tag{4}$$

В уравнениях (1)–(4) величины $\mathbf{S}$ и $\mathbf{I}$ – векторы, тогда как $\boldsymbol{J}$ – тензор второго ранга; символ $\boldsymbol{\epsilon}$ обозначает абсолютно антисимметричный единичный тензор 3-го ранга. Для обозначения тензоров здесь используется “наклонный жирный” шрифт, тогда как векторы обозначаются “прямым жирным” шрифтом. Знаки “$\otimes$”, “$\cdot$” и “$\cdot\cdot$” используются для обозначения математических операций тензорного, скалярного и двойного скалярного произведения векторов и тензоров соответственно.

Фигурирующая в уравнениях (1)–(4) величина $\delta N = N - N_0$ – это отклонение электронной плотности N от своего локально-равновесного значения N_0, $\delta\mathbf{S} = \mathbf{S} - \mathbf{S}_0$ – отклонение спиновой плотности $\mathbf{S}$ от своего локально-равновесного значения $\mathbf{S}_0 = -\chi\Lambda\mathbf{M}/\mu$, где χ – магнитная восприимчивость Паули электронного газа, μ – величина магнитного момента электрона; $\mathbf{\Omega} = \gamma\Lambda\mathbf{M}$, где $\gamma = 2\mu/\hbar$ – гиромагнитное отношение; величины e, m_e и v_{F} – заряд, масса и скорость Ферми электронов проводимости соответственно; τ_{O} – время релаксации импульса при орбитальном движении электронов, τ_{S} – время спиновой релаксации, τ_{SO} – величина размерности времени, характеризующая “косое” (skew) спиновое рассеяние электронов. В работе [28] приведены выражения для скоростей релаксации τ_{O}^{-1}, τ_{S}^{-1} и τ_{SO}^{-1} через матричные элементы оператора амплитуды рассеяния, который определяется рассеивающим потенциалом и находится как решение уравнения Липпмана–Швингера.

В настоящей работе мы не предполагаем использовать эти результаты микроскопической теории и поэтому будем рассматривать τ_{O}, τ_{S} и τ_{SO} как заданные феноменологические параметры. Время релаксации импульса τ_{O} определяет удельную проводимость свободного электронного газа $\sigma = N_0e^2\tau_{\mathrm{O}}/m_e$ и коэффициент электронной диффузии $D = v_{\mathrm{F}}^2\tau_{\mathrm{O}}/3$. Время релаксации спина τ_{S} определяет спин-диффузионную длину $L_{\mathrm{S}} = \sqrt{D\tau_{\mathrm{S}}}$.

Дальнейшее рассмотрение проведем для случая, когда тянущее электрическое поле $\mathbf{E}_0$ однородно в пространстве и не зависит от времени. Будем считать, что вектор $\mathbf{E}_0$ лежит в плоскости XY, так что $\mathbf{E}_0\cdot\mathbf{e}_z = 0$, где $\mathbf{e}_z$ – единичный вектор, задающий направление оси OZ. Тогда все величины δN, $\delta\mathbf{S}$, $\mathbf{I}$, $\boldsymbol{J}$ не зависят от времени, а их координатная зависимость сводится к зависимости только от координаты z. Поле $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \delta\mathbf{E}$, где $\delta\mathbf{E} = \delta E\mathbf{e}_z$ – индуцированная СОВ неоднородная компонента действующего в металле электрического поля, направленная вдоль оси OZ.

При записи уравнений (3) и (4) опустим предпоследние члены в их левой части. Это означает, что мы пренебрегаем эффектами, которые обусловлены действием на спин электрона сил, обусловленных неоднородностью эффективного обменного поля $\Lambda\mathbf{M}$. Эти эффекты, подробно рассмотренные ранее в работе [30], не играют, в силу своей малости, принципиальной роли в настоящем описании эффектов СОВ.

Записывая уравнения (3) и (4), мы проведем их линеаризацию по электрическому полю $\mathbf{E}$, для чего в правой части этих уравнений заменим N на N_0 и $\mathbf{S}$ на $\mathbf{S}_0$. Кроме того, мы будем считать выполненным условие $\Omega\tau_O \ll 1$, что позволяет считать третий член в левой части уравнения (4) малым по сравнению со вторым и опустить его.

В результате система уравнений (2)–(4) принимает вид:

$$\frac{\partial}{\partial z}\mathbf{e}_z \cdot \mathbf{I} = 0, \tag{5}$$

$$\frac{1}{\tau_S}\delta\mathbf{S} + [\mathbf{S}\times\mathbf{\Omega}] + \frac{\partial}{\partial z}\mathbf{e}_z \cdot \boldsymbol{J} = 0, \tag{6}$$

$$\mathbf{I} = \frac{\sigma}{e}\mathbf{E} - D\mathbf{e}_z\frac{\partial}{\partial z}\delta N - \xi(\boldsymbol{\epsilon}\cdot\cdot\boldsymbol{J}), \tag{7}$$

$$\boldsymbol{J} = \frac{\sigma}{eN_0}\mathbf{E}\otimes\mathbf{S}_0 - D\mathbf{e}_z\otimes\frac{\partial}{\partial z}\delta\mathbf{S} - \xi(\boldsymbol{\epsilon}\cdot\mathbf{I}), \tag{8}$$

где введен параметр $\xi = \tau_O/\tau_{SO}$, характеризующий относительную интенсивность скорости косого рассеяния электронов проводимости (по отношению к скорости релаксации импульса).

Уравнение (8) наглядно описывает явление, получившее название “спиновый эффект Холла” [6–8]: поток электронов проводимости, фигурирующий в последнем члене правой части уравнения (8), индуцирует за счет СОВ спиновый ток. Соответственно уравнение (7) описывает “обратный спиновый эффект Холла”: спиновый ток при наличии СОВ индуцирует электрический ток.

В последующих преобразованиях уравнений (5)–(8) будут использованы следующие соотношения тензорной алгебры, описывающие правила обращения с тензором $\boldsymbol{\epsilon}$ и справедливые для произвольных векторов $\mathbf{a}$ и $\mathbf{b}$:

$$\boldsymbol{\epsilon}\cdot\cdot\boldsymbol{\epsilon} = -2, \tag{9}$$

$$\boldsymbol{\epsilon}\cdot\cdot\,\mathbf{a}\otimes\mathbf{b} = -[\mathbf{a}\times\mathbf{b}], \tag{10}$$

$$\mathbf{a}\cdot\boldsymbol{\epsilon}\cdot\mathbf{b} = -[\mathbf{a}\times\mathbf{b}]. \tag{11}$$

Подставляя выражение (7) для $\mathbf{I}$ в правую часть уравнения (8), получаем:

$$\begin{aligned}\boldsymbol{J} = {} & \frac{\tilde\sigma}{eN_0}\mathbf{E}\otimes\mathbf{S}_0 - \tilde{D}\mathbf{e}_z\otimes\frac{\partial}{\partial z}\delta\mathbf{S} - \\ & - \xi\frac{\tilde\sigma}{e}(\boldsymbol{\epsilon}\cdot\mathbf{E}) + \xi\tilde{D}\frac{\partial}{\partial z}\delta N\,(\boldsymbol{\epsilon}\cdot\mathbf{e}_z),\end{aligned} \tag{12}$$

где $\tilde\sigma = \sigma\big/\left(1+2\xi^2\right)$ и $\tilde{D} = D\big/\left(1+2\xi^2\right)$ – перенормированные спин-орбитальным взаимодействием проводимость и коэффициент диффузии. При получении (12) мы пренебрегли несущественным для целей настоящей работы отличием тензора $\boldsymbol{\epsilon}\cdot\boldsymbol{\epsilon}\cdot\cdot\boldsymbol{J}$ от $\boldsymbol{\epsilon}\cdot\cdot\boldsymbol{\epsilon}\cdot\boldsymbol{J}$ и воспользовались правилом (9).

Для того чтобы сделать картину протекания спинового тока $\boldsymbol{J}$ более наглядной, воспользуемся предложенным в работе [28] “векторным” представлением тензора $\boldsymbol{J}$. Следуя [28], введем в рассмотрение векторы $\mathbf{P}_i$ поляризации спиновых токов, текущих в направлениях i, $i = x, y, z$. По определению, $\mathbf{P}_i = \mathbf{e}_i\cdot\boldsymbol{J}$. Задание трех векторов $\mathbf{P}_i$ полностью эквивалентно заданию тензора $\boldsymbol{J}$. Для вектора $\mathbf{P}_z$ из формулы (12) с использованием соотношения (11) получаем:

$$\mathbf{P}_z = \frac{\tilde\sigma}{eN_0}\delta E\mathbf{S}_0 - \tilde{D}\frac{\partial}{\partial z}\delta\mathbf{S} + \xi\frac{\tilde\sigma}{e}[\mathbf{e}_z\times\mathbf{E}]. \tag{13}$$

Легко видеть, что уравнение (6) записывается в терминах $\mathbf{S}$ и $\mathbf{P}_z$ следующим образом:

$$\frac{1}{\tau_S}\delta\mathbf{S} + [\mathbf{S}\times\mathbf{\Omega}] + \frac{\partial}{\partial z}\mathbf{P}_z = 0. \tag{14}$$

Подставляя выражение (8) для $\boldsymbol{J}$ в правую часть уравнения (7) и используя соотношения (9) и (10), а также связь $\mathbf{S}_0 = -\chi\Lambda\mathbf{M}/\mu$, получаем:

$$\begin{aligned}\mathbf{I} = {} & \frac{\tilde\sigma}{e}\mathbf{E} - \xi\tilde{D}\left[\mathbf{e}_z\times\frac{\partial}{\partial z}\delta\mathbf{S}\right] + \\ & + \xi\frac{\chi\Lambda\tilde\sigma}{e\mu N_0}[\mathbf{M}\times\mathbf{E}] - \tilde{D}\frac{\partial}{\partial z}\delta N\mathbf{e}_z.\end{aligned} \tag{15}$$

Четыре слагаемые в правой части выражения (15) отражают различные аспекты влияния СОВ на протекание в металле электрического тока.

Величину первого слагаемого определяет проводимость $\tilde\sigma = \sigma\big/\left(1+2\xi^2\right)$. Из вида $\tilde\sigma$ с очевидностью следует, что СОВ приводит к уменьшению величины электропроводности. Это уменьшение непосредственно определяется величиной параметра $\xi = \tau_O/\tau_{SO}$.

Второе слагаемое описывает вызванное СОВ появление неоднородного распределения плотности электронного тока по сечению образца. Последнее зависит от неоднородного распределения неравновесной спиновой плотности, которое, в свою очередь, суть прямое проявление спинового эффекта Холла. Таким образом, спиновый эффект Холла проявляется как появление в образце неоднородной неравновесной электронной намагниченности и неоднородного распределения электрического тока по сечению образца.

Третье и четвертое слагаемые описывают потоки электронов, текущих в направлении, перпендикулярном направлению тянущего электрического поля $\mathbf{E}$. Третий член в правой части (15) описывает аномальный эффект Холла. Последний проявляется в том, что протекание в системе с намагниченностью $\mathbf{M}$ электрического тока в направлении тянущего поля $\mathbf{E}_0$ сопровождается током в поперечном направлении $[\mathbf{M}\times\mathbf{E}_0]$. Четвертое слагаемое – это текущий вдоль оси z электронный ток диффузионного происхождения, порождаемый неоднородным распределением неравновесной электронной плотности δN.

Появление зависящей от координаты z неравновесной плотности электронов δN обусловлено зависимостью от z спиновой плотности $\mathbf{S}_0$. Уравнение, определяющее δN, получаем путем подстановки в уравнение (5) выражения (15) для тока $\mathbf{I}$ и использования уравнения $\operatorname{div}\mathbf{E} = 4\pi e\delta N$:

$$r_{\rm D}^2\frac{\partial^2}{\partial z^2}\delta N - \delta N = \xi\frac{\chi\Lambda}{4\pi e\mu N_0}[\mathbf{E}_0\times\mathbf{e}_z]\cdot\frac{\partial}{\partial z}\mathbf{M}, \quad (16)$$

где $r_{\rm D} = \sqrt{m_e v_{\rm F}^2/12\pi N_0 e^2}$ – дебаевская длина экранирования электрического поля вырожденным электронным газом.

Система уравнений (13)–(16) составит основу описания явлений спин-орбитроники для гетероперехода “гелимагнетик–нормальный металл”.

СПИН-ОРБИТРОНИКА ПОЛУОГРАНИЧЕННОГО НОРМАЛЬНОГО МЕТАЛЛА С СИЛЬНЫМ СОВ

Для описания спин-орбитроники гетероперехода “гелимагнетик–нормальный металл” рассмотрим модель, в которой нормальный металл с сильным СОВ занимает полупространство $z \le 0$, а гелимагнетик, в котором СОВ считается пренебрежимо малым, расположен в области $z \ge 0$.

Для описания свойств нормального металла с учетом СОВ используем уравнения (13)–(15), в которых следует положить $\Lambda = 0$. Все величины, как параметры, так и переменные, характеризующие нормальный металл с сильным СОВ, будем обозначать знаком тильды. Например, спиновая плотность электронов в нормальном металле будет обозначаться как $\tilde{\mathbf{S}}$, поляризация спинового тока – как $\tilde{\mathbf{P}}_z$, время спиновой релаксации – как $\tilde{\tau}_{\rm S}$. Индекс z у величины $\tilde{\mathbf{P}}_z$ будем, если это не приводит к недоразумениям, опускать. Уравнение (14) для $\tilde{\mathbf{S}}$ и выражения (13) и (15) для $\tilde{\mathbf{P}}$ и $\tilde{\mathbf{I}}$ в области $z \le 0$ принимают вид:

$$\frac{1}{\tilde{\tau}_{\rm S}}\delta\tilde{\mathbf{S}} + \frac{\partial}{\partial z}\tilde{\mathbf{P}} = 0, \quad (17)$$

$$\tilde{\mathbf{P}} = -\tilde{D}\frac{\partial}{\partial z}\delta\tilde{\mathbf{S}} + \xi\frac{\tilde{\sigma}}{e}[\mathbf{e}_z\times\mathbf{E}_0], \quad (18)$$

$$\tilde{\mathbf{I}} = \frac{\tilde{\sigma}}{e}\mathbf{E}_0 - \xi\tilde{D}\left[\mathbf{e}_z\times\frac{\partial}{\partial z}\delta\tilde{\mathbf{S}}\right]. \quad (19)$$

Подставляя выражение (18) для $\tilde{\mathbf{P}}$ в уравнение (17) и учитывая независимость $\mathbf{E}_0$ от z, получаем замкнутое уравнение для $\delta\tilde{\mathbf{S}}$:

$$\tilde{L}_{\rm S}^2\frac{\partial^2}{\partial z^2}\delta\tilde{\mathbf{S}} - \delta\tilde{\mathbf{S}} = 0, \quad (20)$$

где $\tilde{L}_{\rm S} = \sqrt{\tilde{D}\tilde{\tau}_{\rm S}}$ – спин-диффузионная длина в металле с учетом СОВ.

Общее решение дифференциального уравнения (20), затухающее при $z\to-\infty$, запишем в виде

$$\delta\tilde{\mathbf{S}}(z) = \delta\tilde{\mathbf{S}}(-0)e^{z/\tilde{L}_{\rm S}}, \quad (21)$$

где $\delta\tilde{\mathbf{S}}(-0)$ – величина, подлежащая определению из граничных условий. Тогда из (18)

$$\tilde{\mathbf{P}}(z) = -\frac{\tilde{D}}{\tilde{L}_{\rm S}}\delta\tilde{\mathbf{S}}(-0)e^{z/\tilde{L}_{\rm S}} + \xi\left[\mathbf{e}_z\times\tilde{\mathbf{I}}_0\right], \quad (22)$$

где $\tilde{\mathbf{I}}_0 = (\tilde{\sigma}/e)\mathbf{E}_0$ – плотность потока электронов в глубине металла (при $z\to-\infty$). Подставляя (21) в (19), находим текущий в металле ток $\tilde{\mathbf{I}}(z)$:

$$\tilde{\mathbf{I}}(z) = \tilde{\mathbf{I}}_0 + \xi\left\{\left[\mathbf{e}_z\times\tilde{\mathbf{P}}(-0)\right] + \xi\tilde{\mathbf{I}}_0\right\}e^{z/\tilde{L}_{\rm S}}. \quad (23)$$

Выражения (22) и (23) непосредственно описывают проявления спинового эффекта Холла вблизи границы нормального металла. Электронный поток $\tilde{\mathbf{I}}$, текущий вдоль границы $z = 0$, под действием СОВ порождает спиновый ток с поляризацией $\tilde{\mathbf{P}}(z)$, текущий вдоль нормали к границе. В глубине металла, на расстояниях, существенно больших длины диффузии $\tilde{L}_{\rm S}$, электронный поток равен $\tilde{\mathbf{I}}_0$. Спиновый ток в глубине металла $\tilde{\mathbf{P}}_0 = \xi\left[\mathbf{e}_z\times\tilde{\mathbf{I}}_0\right]$. По мере приближения к границе вектор поляризации спинового тока $\tilde{\mathbf{P}}(z)$ меняет свою длину и направление, принимая на границе значение $\tilde{\mathbf{P}}(-0)$, которое зависит от транспортных свойств границы раздела. Вектор плотности потока $\tilde{\mathbf{I}}(z)$, асимптотически равный $\tilde{\mathbf{I}}_0$ при $z\to-\infty$, изменяется на характерных расстояниях порядка $\tilde{L}_{\rm S}$

и принимает на границе $z = 0$ значение $\left(1+\xi^2\right)\tilde{\mathbf{I}}_0 + \xi\left[\mathbf{e}_z \times \tilde{\mathbf{P}}(-0)\right]$.

Если граница раздела не проницаема для электронов и на границе нет рассеяния с переворотом спина, то граничным условием служит равенство $\tilde{\mathbf{P}}(-0) = 0$. Для этого простейшего случая получаем: $\tilde{\mathbf{P}}(z) = \xi\left(1 - e^{z/\tilde{L}_S}\right)\left[\mathbf{e}_z \times \tilde{\mathbf{I}}_0\right]$, $\tilde{\mathbf{I}}(z) = \left(1 + \xi^2 e^{z/\tilde{L}_S}\right)\tilde{\mathbf{I}}_0$.

СПИНОВЫЙ ТРАНСПОРТ В ПРОВОДЯЩЕМ ГЕЛИМАГНЕТИКЕ

Рассмотрим особенности спинового транспорта в полуограниченном гелимагнетике, расположенном в области $z \geq 0$, в котором СОВ считается пренебрежимо малым.

Ограничимся рассмотрением гелимагнетика, в котором в отсутствие внешнего магнитного поля реализуется магнитная структура типа “простая спираль”, ось которой совпадает с осью OZ. Длину M вектора намагниченности локализованных электронов $\mathbf{M}$ будем считать не зависящей от координаты z величиной. Направление вектора $\mathbf{M}$ будем задавать единичным вектором $\mathbf{h} = \mathbf{M}/M$, который меняется с ростом z как $\mathbf{h} = \mathbf{e}_x \cos Kqz + \mathbf{e}_y \sin Kqz$, где q – волновое число, $K = \pm 1$ – хиральность спирали намагниченности, $\mathbf{e}_x$ и $\mathbf{e}_y$ единичные векторы вдоль осей OX и OY соответственно. Тогда равновесная спиновая плотность электронов проводимости $\mathbf{S}_0 = -\left(\chi\Lambda M/\mu\right)\mathbf{h}$. В гелимагнетике с волновым числом q направление $\mathbf{S}_0$ меняется в пространстве с периодом $L_\mathrm{H} = 2\pi/q$.

Для описания свойств гелимагнитного металла используем уравнения (13)–(15), в которых следует положить $\xi = 0$. Связь спинового тока $\mathbf{P}$ и спиновой плотности $\mathbf{S}$ принимает простой вид:

$$\mathbf{P} = -D\frac{\partial}{\partial z}\delta\mathbf{S}. \tag{24}$$

Уравнение (14) для $\mathbf{S}$ после подстановки выражения (24) для $\mathbf{P}$ представим в виде:

$$\frac{\partial^2}{\partial\zeta^2}\delta\mathbf{S} - \delta\mathbf{S} - \lambda\left[\delta\mathbf{S}\times\mathbf{h}\right] = 0. \tag{25}$$

При записи уравнения (25) мы ввели безразмерную координату $\zeta = z/L_\mathrm{S}$, а также безразмерный параметр $\lambda = \tau_\mathrm{S}\gamma\Lambda M$, характеризующий величину s-$d(f)$-обменного взаимодействия.

Будем искать решение уравнения (25) в виде разложения $\delta\mathbf{S}$ по трем взаимно-перпендикулярным ортам $\mathbf{e}_z$, $\mathbf{h}$ и $\left[\mathbf{h}\times\mathbf{e}_z\right]$, из которых два последних гармонически изменяют направление с ростом координаты z:

$$\delta\mathbf{S} = \delta S_z\mathbf{e}_z + \delta S_\parallel\mathbf{h} + \delta S_\perp\left[\mathbf{h}\times\mathbf{e}_z\right]. \tag{26}$$

Из уравнения (25) для компонент δS_z, $\delta S_\parallel$ и $\delta S_\perp$ получаем систему обыкновенных дифференциальных уравнений второго порядка с постоянными коэффициентами вида:

$$\frac{\partial^2}{\partial\zeta^2}\delta S_\parallel + 2K\eta\frac{\partial}{\partial\zeta}\delta S_\perp - \left(1+\eta^2\right)\delta S_\parallel = 0, \tag{27}$$

$$\frac{\partial^2}{\partial\zeta^2}\delta S_\perp - 2K\eta\frac{\partial}{\partial\zeta}\delta S_\parallel - \left(1+\eta^2\right)\delta S_\perp + \lambda\delta S_z = 0, \tag{28}$$

$$\frac{\partial^2}{\partial\zeta^2}\delta S_z - \delta S_z - \lambda\delta S_\perp = 0, \tag{29}$$

где $\eta = qL_\mathrm{S}$. Подставляя $\delta S_\parallel = C_\parallel \mathrm{e}^{-\kappa\zeta}$, $\delta S_\perp = C_\perp \mathrm{e}^{-\kappa\zeta}$ и $\delta S_z = C_z \mathrm{e}^{-\kappa\zeta}$, получаем систему уравнений для констант $C_\parallel$, $C_\perp$ и C_z. Приравнивая детерминант этой системы к нулю, получаем характеристическое уравнение для определения κ:

$$\begin{aligned}&\left[\left(\kappa^2-1\right)\left(\kappa^2-1\right)+\lambda^2\right]\left(\kappa^2-\eta^2-1\right)+\\&+\eta^2\left(\kappa^2-1\right)\left[3\kappa^2+\eta^2+1\right]=0.\end{aligned} \tag{30}$$

Из шести корней характеристического уравнения (30) нас интересуют только три, удовлетворяющие условию $\mathrm{Re}\,\kappa > 0$, которые описывают решения, затухающие при стремлении $\zeta \to +\infty$. Можно показать, что из этих трех корней один корень κ_1 – действительный, а два других, κ_2 и κ_3, являются комплексно-сопряженными. Эти корни определяют значения двух характерных длин затухания спиновых возмущений в гелимагнетике, которые мы определим как $L_\mathrm{D} = L_\mathrm{S}/\kappa_1$ и $L_\mathrm{P} = L_\mathrm{S}/\mathrm{Re}\,\kappa_2$.

Ниже мы ограничимся рассмотрением случая, когда $\lambda \gg 1+\eta^2$. Это условие выполняется в гелимагнетиках при достаточно больших значениях обменной константы Λ и времени спиновой релаксации τ_S. Можно убедиться, что корни уравнения (30) могут быть найдены методом последовательных приближений в виде рядов по малому параметру $\left(1+\eta^2\right)/\lambda$. В нулевом приближении уравнение (30) имеет вид:

$$\left[\left(\kappa^2-1\right)\left(\kappa^2-1\right)+\lambda^2\right]\left(\kappa^2-\eta^2-1\right) = 0. \tag{31}$$

Уравнение (31) является характеристическим уравнением для системы дифференциальных уравнений вида:

$$\frac{\partial^2}{\partial \zeta^2}\delta S_{\parallel} - \left(1+\eta^2\right)\delta S_{\parallel} = 0, \tag{32}$$

$$\frac{\partial^2}{\partial \zeta^2}\delta S_{\perp} - \delta S_{\perp} + \lambda \delta S_z = 0, \tag{33}$$

$$\frac{\partial^2}{\partial \zeta^2}\delta S_z - \delta S_z - \lambda \delta S_{\perp} = 0. \tag{34}$$

Корни характеристического уравнения (31), описывающие затухающие при $\zeta \to +\infty$ решения, суть $\kappa_1 = \sqrt{1+\eta^2}$, $\kappa_2 = (1+i)\sqrt{\lambda/2}$ и $\kappa_3 = \kappa_2^*$. Соответствующие эти корням характерные длины затухания электронной намагниченности в гелимагнетике могут быть записаны в виде $L_{\rm D} = L_{\rm S}\Big/\sqrt{1+\eta^2}$ и $L_{\rm P} = L_{\rm S}\Big/\sqrt{\lambda/2}$. Общее решение системы уравнений (32)–(34) может быть записано в явном виде:

$$\delta S_{\parallel}(\zeta) = \delta S_{\parallel}(+0)\,{\rm e}^{-\sqrt{1+\eta^2}\zeta}, \tag{35}$$

$$\begin{aligned}\delta S_{\perp}(\zeta) = \delta S_{\perp}(+0)\cos\left(\sqrt{\lambda/2}\zeta\right){\rm e}^{-\sqrt{\lambda/2}\zeta} + \\ + \delta S_z(+0)\sin\left(\sqrt{\lambda/2}\zeta\right){\rm e}^{-\sqrt{\lambda/2}\zeta},\end{aligned} \tag{36}$$

$$\begin{aligned}\delta S_z(\zeta) = \delta S_z(+0)\cos\left(\sqrt{\lambda/2}\zeta\right){\rm e}^{-\sqrt{\lambda/2}\zeta} - \\ - \delta S_{\perp}(+0)\sin\left(\sqrt{\lambda/2}\zeta\right){\rm e}^{-\sqrt{\lambda/2}\zeta}.\end{aligned} \tag{37}$$

Входящие в выражения (35)–(37) константы $\delta S_{\parallel}(+0)$, $\delta S_{\perp}(+0)$ и $\delta S_z(+0)$ суть компоненты вектора спиновой плотности на границе:

$$\begin{aligned}\delta \mathbf{S}(+0) = \delta S_{\parallel}(+0)\mathbf{h}_0 + \\ + \delta S_{\perp}(+0)\left[\mathbf{h}_0 \times \mathbf{e}_z\right] + \delta S_z(+0)\mathbf{e}_z,\end{aligned} \tag{38}$$

где $\mathbf{h}_0 = \mathbf{M}(0)/M$.

Из выражений (35)–(37) с очевидностью следует, что компонента спиновой плотности $\delta S_{\parallel}(z)$ экспоненциально спадает с расстоянием на длине $L_{\rm D} = L_{\rm S}\Big/\sqrt{1+\eta^2}$. Изменение с расстоянием компонент $\delta S_{\perp}(+0)$ и $\delta S_z(+0)$ описывается комбинацией затухающей экспоненты и гармонических функций с характерным масштабом изменения $L_{\rm P} = L_{\rm S}\Big/\sqrt{\lambda/2}$. В рамках использованных приближений $L_{\rm P} \ll L_{\rm D}$.

Поляризация спинового тока $\mathbf{P}$ находится по формуле (24) и может быть представлена в виде, аналогичном (26): $\mathbf{P} = P_{\parallel}\mathbf{h} + P_{\perp}\left[\mathbf{h}\times\mathbf{e}_z\right] + P_z\mathbf{e}_z$. Масштабом экспоненциального затухания компоненты $P_{\parallel}$ является длина $L_{\rm D}$, тогда как $P_{\perp}$ и P_z изменяются на характерном расстоянии $L_{\rm P}$.

Вектор поляризации спинового тока на границе $\mathbf{P}(+0)$ можно представить в виде:

$$\mathbf{P}(+0) = P_{\parallel}(+0)\mathbf{h}_0 + P_{\perp}(+0)\left[\mathbf{h}_0 \times \mathbf{e}_z\right] + P_z(+0)\mathbf{e}_z, \tag{39}$$

где

$$P_{\parallel}(+0) = \frac{D}{L_{\rm S}}\left[\sqrt{1+\eta^2}\delta S_{\parallel}(0) - K\eta\delta S_{\perp}(0)\right], \tag{40}$$

$$P_{\perp}(+0) = \frac{D}{L_{\rm S}}\left\{K\eta\delta S_{\parallel}(0) + \sqrt{\frac{\lambda}{2}}\left[\delta S_{\perp}(0) - \delta S_z(0)\right]\right\}, \tag{41}$$

$$P_z(+0) = \frac{D}{L_{\rm S}}\sqrt{\frac{\lambda}{2}}\left[\delta S_z(+0) + \delta S_{\perp}(+0)\right]. \tag{42}$$

Входящие в выражения (35)–(37) и (40)–(42) константы $\delta S_{\parallel}(+0)$, $\delta S_{\perp}(+0)$ и $\delta S_z(+0)$ подлежат определению из граничных условий.

ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

Рассмотрим систему электронов проводимости двух металлов, граничащих по плоскости $z = 0$. В этом параграфе характеристики проводника в области $z < 0$ будем индицировать числом 1, а в области $z > 0$ — числом 2. Пусть $\varepsilon_{\mathbf{p}}^{(i)}$ и $\mathbf{v}^{(i)} = \partial\varepsilon_{\mathbf{p}}^{(i)}\big/\partial\,\mathbf{p}$ — спектр и скорость электронов в металле $i = 1, 2$. Все электроны в рассматриваемой геометрии системы делятся на две группы. Первая — электроны, движущиеся из глубины проводника по направлению к границе раздела, вторая — электроны, движущиеся от границы. Для проводника 1 движущиеся к границе электроны имеют положительное значение z-компоненты скорости, тогда как у отраженных электронов в области 1 эти компоненты отрицательны. Напротив, для проводника 2 движущиеся к границе электроны имеют отрицательное значение z-компоненты скорости, тогда как у отраженных электронов в области 2 эти компоненты положительны. Поток электронов I_z вдоль оси z складывается из потока $I_z^{>}$ электронов с $v_z > 0$ и потока $I_z^{<}$ электронов с $v_z < 0$: $I_z(z) = I_z^{>}(z) + I_z^{<}(z)$. Аналогично, спиновый ток $\mathbf{P}_z(z) = \mathbf{P}_z^{>}(z) + \mathbf{P}_z^{<}(z)$.

Будем полагать, что через границу раздела могут проходить не все падающие на нее электроны. Обозначим через W относительную долю электронов, проникающих через границу. Тогда величина $1 - W$ суть относительная доля электронов, отражающихся от границы. По определению, $0 \le W \le 1$. Ниже мы рассмотрим простейший случай, когда рассеянием электронов с переворотом спина при их взаимодействии с границей можно пренебречь.

Поток движущихся от границы электронов в проводнике 2, $I_z^>(+0)$, формируется как сумма двух потоков. Первая составляющая – это часть потока движущихся к границе электронов в проводнике 1, $I_z^>(z=-0)$, которые проникли в проводник 2, равная $WI_z^>(z=-0)$. Вторая составляющая – это часть потока движущихся к границе электронов в проводнике 2, $I_z^<(z=+0)$, которые не проникли в проводник 1, равная $-(1-W)I_z^<(+0)$. Аналогичные соображения можно привести в отношении потока $I_z^<(-0)$. Условие непрерывности потока частиц $I_z(z)$ можно записать в виде:

$$I_z^>(+0) = WI_z^>(-0) - (1-W)I_z^<(+0), \tag{43}$$

$$I_z^<(-0) = WI_z^<(+0) - (1-W)I_z^>(-0), \tag{44}$$

откуда следует, что

$$I_z(+0) = I_z(-0) = W\left[I_z^>(-0) + I_z^<(+0)\right]. \tag{45}$$

Фигурирующие в правой части соотношения (45) потоки можно записать через неравновесную часть функций распределения плотности электронов $\delta n(z,\mathbf{p})$:

$$I_z^>(-0) = \sum_{\mathbf{p},v_z>0} v_z^{(1)}\delta n^{(1)}(-0,\mathbf{p}), \tag{46}$$

$$I_z^<(+0) = \sum_{\mathbf{p},v_z<0} v_z^{(2)}\delta n^{(2)}(+0,\mathbf{p}). \tag{47}$$

В свою очередь, фигурирующие в правых частях уравнений (46), (47) функции распределения электронов, падающих на границу, можно представить, как показано в [28], в виде:

$$\delta n^{(i)}(z,\mathbf{p}) = \delta\left(\varepsilon_{\mathbf{p}}^{(i)} - \varepsilon_{\mathrm{F}}^{(i)}\right)\left[\sum_{\mathbf{p}}\delta\left(\varepsilon_{\mathbf{p}}^{(i)} - \varepsilon_{\mathrm{F}}^{(i)}\right)\right]^{-1} \times \\ \times\left[\delta N^{(i)}(z) + 3\mathbf{v}^{(i)}\cdot\mathbf{I}^{(i)}(z)\big/v_{\mathrm{F}}^{(i)2}\right],\quad i = 1,2, \tag{48}$$

где $v_{\mathrm{F}}^{(i)}$ и $\varepsilon_{\mathrm{F}}^{(i)}$ – скорость и энергия Ферми электронов в металле i соответственно, $\delta(\varepsilon)$ – дельта-функция Дирака (представление (48) записано здесь для вырожденного электронного газа).

В результате из соотношений (45) получаем граничные условия для электронного потока в виде:

$$I_z^{(1)}(-0) = I_z^{(2)}(+0) = \\ = \frac{1}{4}\frac{W}{1-W}\left[v_{\mathrm{F}}^{(1)}\delta N^{(1)}(-0) - v_{\mathrm{F}}^{(2)}\delta N^{(2)}(+0)\right]. \tag{49}$$

Аналогично получаем граничные условия для спинового тока:

$$\mathbf{P}_z^{(1)}(-0) = \mathbf{P}_z^{(2)}(+0) = \\ = \frac{1}{4}\frac{W}{1-W}\left[v_{\mathrm{F}}^{(1)}\delta\mathbf{S}^{(1)}(-0) - v_{\mathrm{F}}^{(2)}\delta\mathbf{S}^{(2)}(+0)\right]. \tag{50}$$

Феноменологические граничные условия (49) и (50) пригодны для описания контакта двух металлов, электронный газ в которых можно считать вырожденным. Применим их для описания гетероперехода "нормальный металл—гелимагнетик". В рассматриваемом нами случае мы пренебрегаем наличием СОВ в гелимагнетике. Будем рассматривать случай, когда электронный поток $I_z = 0$, т.е. в системе вдоль оси OZ течет только чисто спиновый ток $\mathbf{P}_z$. Тогда рассмотрение заметно упрощается в силу того, что система при протекании электронных и спиновых токов остается электрически нейтральной и $\delta N(z) \equiv 0$.

В принятых ранее обозначениях $\delta\mathbf{S}^{(1)}(z) \equiv \delta\tilde{\mathbf{S}}(z)$, $\delta\mathbf{S}^{(2)}(z) \equiv \delta\mathbf{S}(z)$, $\mathbf{P}_z^{(1)}(z) \equiv \tilde{\mathbf{P}}(z)$, $\mathbf{P}_z^{(2)}(z) \equiv \mathbf{P}(z)$, $v_{\mathrm{F}}^{(1)} \equiv \tilde{v}_{\mathrm{F}}$, $v_{\mathrm{F}}^{(2)} \equiv v_{\mathrm{F}}$ и граничные условия (50) принимают вид:

$$\mathbf{P}(+0) = \tilde{\mathbf{P}}(-0), \tag{51}$$

$$\mathbf{P}(+0) + \frac{1}{4}\frac{W}{1-W}v_{\mathrm{F}}\delta\mathbf{S}(+0) = \frac{1}{4}\frac{W}{1-W}\tilde{v}_{\mathrm{F}}\delta\tilde{\mathbf{S}}(-0). \tag{52}$$

Используя соотношение (22), исключим $\delta\tilde{\mathbf{S}}(-0)$ из уравнений (51), (52), в результате получим искомое граничное условие для гелимагнетика в виде

$$\mathbf{P}(+0) + \tilde{W}\psi v_{\mathrm{F}}\delta\mathbf{S}(+0) = \tilde{W}\xi\left[\mathbf{e}_z\times\tilde{\mathbf{I}}_0\right], \tag{53}$$

где введены обозначения $\psi = \tilde{D}\big/\tilde{v}_{\mathrm{F}}\tilde{L}_{\mathrm{S}}$ и $\tilde{W} = W/[W + 4\psi(1-W)]$.

Записывая коэффициент диффузии в виде $\tilde{D} = \tilde{v}_{\mathrm{F}}\tilde{\ell}/3$, где $\tilde{\ell}$ – длина свободного пробега электронов, получаем представление ψ в виде $\psi = \tilde{\ell}/3\tilde{L}_{\mathrm{S}}$. Поскольку всегда $\tilde{L}_{\mathrm{S}} \gg \tilde{\ell}$, численно параметр $\psi \ll 1$.

Параметр $\tilde{W}$ характеризует свойства границы раздела. Если вероятность прохождения электронов через границу W велика, так что $W \gg \psi$, то $\tilde{W}$ принимает свое максимально возможное значение $\tilde{W} = 1$. Такую границу раздела естественно называть "высокопрозрачной". Если же $W \ll \psi$, то имеет место случай "слабопрозрачной" границы, когда $\tilde{W} = W/4\psi \ll 1$.

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ИНЖЕКЦИИ ЧИСТО-СПИНОВОГО ТОКА В ГЕЛИМАГНЕТИК

Подставляя в граничное условие (53) выражения (38) и (39), а затем (40)–(42), получаем систему уравнений для $\delta S_{\|}(+0)$, $\delta S_{\perp}(+0)$ и $\delta S_z(+0)$. Решение этой системы уравнений в рамках приближения $1+\eta^2 \ll \lambda$ имеет вид:

$$\delta S_{\|}(+0) = \\ = \xi\tilde{W}\frac{L_S}{D}\tilde{I}_0\frac{\left[\tilde{\mathbf{i}}_0\times\mathbf{h}_0\right]\cdot\mathbf{e}_z-\tilde{\mathbf{i}}_0\cdot\mathbf{h}_0\,\eta K/\sqrt{2\lambda}}{\sqrt{1+\eta^2}+a\tilde{W}}, \quad (54)$$

$$\delta S_{\perp}(+0) = \\ = -\xi\tilde{W}\frac{L_S}{D\sqrt{2\lambda}}\tilde{I}_0\left\{\frac{K\eta\left[\tilde{\mathbf{i}}_0\times\mathbf{h}_0\right]\cdot\mathbf{e}_z}{\sqrt{1+\eta^2}+a\tilde{W}}+\tilde{\mathbf{i}}_0\cdot\mathbf{h}_0\right\}, \quad (55)$$

$$\delta S_z(+0) = -\delta S_{\perp}(+0). \quad (56)$$

Здесь $\tilde{I}_0 = \left|\tilde{\mathbf{I}}_0\right|$, $\tilde{\mathbf{i}}_0 = \tilde{\mathbf{I}}_0/\tilde{I}_0$ и $a = v_F\tilde{D}L_S/\tilde{v}_F D\tilde{L}_S$. Численное значение параметра a для пары металлов с близкими значениями времен релаксации близко к единице.

Для нахождения поляризации спинового тока $\mathbf{P}(+0)$ воспользуемся формулами (40)–(42). В рамках сделанных приближений получаем:

$$P_{\|}(+0) = \frac{\sqrt{1+\eta^2}}{\sqrt{1+\eta^2}+\tilde{W}a}\tilde{W}\tilde{P}_0\sin\Phi_0, \quad (57)$$

$$P_{\perp}(+0) = -\tilde{W}\tilde{P}_0\cos\Phi_0, \quad (58)$$

$$P_z(+0) = -\frac{a\tilde{W}^2}{\sqrt{2\lambda}}\tilde{P}_0\left\{\cos\Phi_0+K\frac{\eta\sin\Phi_0}{\sqrt{1+\eta^2}+a\tilde{W}}\right\}, \quad (59)$$

где $\tilde{P}_0 = \xi\tilde{I}_0$ и Φ_0 – угол между векторами $\tilde{\mathbf{i}}_0$ и $\mathbf{h}_0$.

Согласно (57)–(59) величина чисто спинового тока, инжектированного из металла с сильным СОВ, непосредственно определяется величиной параметра ξ: все компоненты вектора $\mathbf{P}$ прямо пропорциональны ξ. Прозрачность границы раздела для электронов проводимости, описываемая параметром $\tilde{W}$, также существенно влияет на эффективность инжекции. Компоненты $P_{\|}(+0)$ и $P_{\perp}(+0) \sim \tilde{W}$, тогда как $P_z(+0) \sim \tilde{W}^2$. Это различие существенно для слабопрозрачных границ раздела, когда $\tilde{W} \ll 1$.

Как было показано выше, в глубине нормального металла с сильным СОВ электрический поток $\tilde{\mathbf{I}}_0$, текущий вдоль границы раздела $z = 0$, индуцирует текущий вдоль оси OZ спиновый ток с поляризацией $\tilde{\mathbf{P}}_0 = \xi\left[\mathbf{e}_z\times\tilde{\mathbf{I}}_0\right]$. Спиновый ток в глубине нормального металла, текущий вдоль $\mathbf{e}_z$, поперечно-поляризован: $\tilde{\mathbf{P}}_0 \perp \mathbf{e}_z$. Вектор тангенциальной компоненты поляризации инжектированного в гелимагнетик спинового тока $\mathbf{P}_t(+0)$ оказывается повернутым относительно $\tilde{\mathbf{P}}_0$ на угол Φ, величина которого, согласно (54) и (55), задается выражением:

$$\Phi = -\operatorname{arctg}\frac{a\tilde{W}\sin\Phi_0\cos\Phi_0}{\sqrt{1+\eta^2}+a\tilde{W}\cos^2\Phi_0}. \quad (60)$$

Формула (60) описывает эффект вращения тангенциальной компоненты поляризации спинового тока при его инжекции в гелимагнетик. Как следует из формулы (60), величина угла этого вращения определяется, главным образом, углом Φ_0 между векторами $\tilde{\mathbf{i}}_0$ и $\mathbf{h}_0$. В короткопериодных гелимагнетиках, для которых $\eta \equiv qL_S \gg 1$, угол $\Phi \ll 1$. В общем случае, при произвольных значениях параметров η, a и $\tilde{W}$, абсолютная величина угла $|\Phi|$ не превышает значения $\pi/4$.

Особо следует подчеркнуть, что на границе $z = 0$, согласно (59), мы отмечаем появление отличной от нуля продольной (относительно оси OZ) компоненты поляризации спинового тока $\mathbf{P}_\ell = P_z\mathbf{e}_z$. Этот эффект возникает потому, что спиновый ток в глубине нормального металла поперечно-поляризован, а намагниченность описываемого гелимагнетика представляет собой простую поперечную спираль. Направление вектора $\mathbf{P}_\ell$, согласно (59), непосредственно определяется хиральностью гелимагнетика. Величина продольной поляризации P_ℓ мала по сравнению с P_0, параметром малости служит отношение $a\tilde{W}^2/\sqrt{2\lambda}$. Эффект возникновения в гелимагнетике продольно-поляризованного чисто спинового тока и продольной компоненты неравновесной намагниченности электронов, зависящих от хиральности спирали гелимагнетика, при инжекции из нормального металла с сильным СОВ поперечно-поляризованного спинового тока может быть назван “эффектом хиральной поляризации чисто спинового тока”.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Построена теория для описания электронных транспортных явлений, лежащих в основе спин-орбитроники. Сформулирована система связанных уравнений движения для плотностей заряда и спина, а также электрического и спинового токов, учитывающая асимметричное (“косое”) спин-орбитальное рассеяние. Система уравнений дополнена феноменологическими граничными условиями, использованными для описания спин-орбитроники гетероперехода нормальный металл–гелимагнетик. Построена теория инжекции в гелимагнетик чисто спинового тока, возникающего в нормальном металле как проявление спинового эффекта Холла.

Развитая теория показывает, что инжекция чисто спинового тока в проводящий гелимагнетик с магнитной структурой типа “простая спираль” из нормального металла с сильным СОВ имеет ряд существенных особенностей, связанных с поляризацией спиновой плотности электронов проводимости и спинового тока. Если в немагнитных материалах затухание инжектированного спинового тока характеризуется одним параметром – длиной спиновой диффузии L_S, то в гелимагнетиках затухание спинового тока, инжектированного вдоль оси магнитной спирали, описывается двумя характерными длинами.

Первая из них, длина L_D, характеризует масштаб спадания поперечной (относительно оси спирали) компоненты неравновесной намагниченности электронов проводимости, сонаправленной с намагниченностью гелимагнетика. Если период магнитной спирали L_H велик по сравнению с L_S, то длина L_D совпадает с L_S. В гелимагнетиках, в которых период магнитной спирали мал по сравнению с L_S, длина L_D не превышает периода спирали L_H.

Вторая характерная длина, L_P, определяет масштаб спадания продольной компоненты неравновесной намагниченности электронов проводимости и продольной поляризации спинового тока. Значение L_P определяется величиной обменного поля, действующего на намагниченность электронов проводимости со стороны локализованных электронов. Основное влияние на спиновую инжекцию на масштабах длины порядка L_P оказывает прецессия намагниченности электронов проводимости в неоднородном обменном поле, создаваемом магнитной спиралью гелимагнетика. В короткопериодных гелимагнетиках с $L_H \ll L_S$ существенные изменения поляризации спинового тока происходят на расстояниях L_P, много меньших периода спирали L_H.

Величина чисто спинового тока, инжектированного из металла с сильным СОВ, непосредственно определяется величиной двух параметров. Первый из них – это отношение времени релаксации импульса электронов проводимости к характерному времени спиновой релаксации, обусловленной “косым” рассеянием электронов. Второй параметр характеризует “прозрачность” границы раздела нормальный металл–гелимагнетик для электронов проводимости.

Если инжекция спинового тока в гелимагнетик из нормального металла обусловлена СОВ, ответственным за генерацию в нормальном металле поперечно-поляризованного спинового тока, текущего вдоль нормали к поверхности раздела, то на границе раздела индуцируется спиновый ток, имеющий компоненту с продольной поляризацией. При этом направление вектора продольной поляризации непосредственно определяется хиральностью гелимагнетика. Предсказанный эффект назван “эффектом хиральной поляризации чисто спинового тока”. Показано также, что тангенциальная компонента поляризации электронов проводимости вращается при инжекции вокруг оси магнитной спирали.

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

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Stashkevich A.A.* Spin-orbitronics a novel trend in spin oriented electronics // Изв. вузов России. Радиоэлектроника. 2019. Т. 22. С. 45–54.
2. *Manchon A., Zelzny J., Miron I. M., Jungwirth T., Sinova J., Thiaville A., Garello K., Gambardella P.* Current-induced spin-orbit torques in ferromagnetic and antiferromagnetic systems // Rev. Mod. Phys. 2019. V. 91. P. 035004.
3. *Cao Y., Xing G., Lin H., Zhang N., Zheng H., Wang K.* Prospect of spin-orbitronic devices and their applications // iScience. 2020. V. 23. P. 101614.
4. *Ando K.* Generation and manipulation of current-induced spin-orbit torques // Proc. Jpn. Acad., Ser. B. 2021. V. 97. P. 499–519.
5. *Go D., Jo D., Lee H.-W., Kläui M., Mokrousov Y.* Orbitronics: Orbital currents in solids // Europhys. Lett. 2021. V. 135. P. 37001.
6. *Дьяконов М.И., Перель В.И.* О возможности ориентации электронных спинов током // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 13. С. 657–660.
7. *Dyakonov M.I., Perel V.I.* Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors // Phys. Lett. A. 1971. V. 35. P. 459–460.
8. *Hirsch J.E.* Spin Hall effect // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 1834–1837.
9. *Zhang S.* Spin Hall effect in the presence of spin diffusion // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 393–396.
10. *Hoffmann A.* Spin Hall effects in metals // IEEE Trans. Magn. 2013. V. 49. P. 5172– 5193.
11. *Niimi Y., Otani Y.* Reciprocal spin Hall effects in conductors with strong spin–orbit coupling: A review // Rep. Prog. Phys. 2015. V. 78. P. 124501.
12. *Sinova J., Valenzuela S.O., Wunderlich J., Back C.H., Jungwirth T.* Spin Hall Effects // Rev. Mod. Phys. 2015. V. 87. P. 1213–1259.
13. *Dyakonov M.I.* (ed.) Spin Physics in Semiconductors. Springer Series in Solid-State Sciences. 2017. V. 157. 532 p.
14. *Kato Y.K., Myers R.C., Gossard A.C., Awschalom D.D.* Observation of the spin Hall effect in semiconductors // Science. 2004. V. 306. P. 1910–1913.
15. *Valenzuela S.O., Tinkham M.* Direct electronic measurement of the spin Hall effect // Nature (London). 2006. V. 442. P. 176–179.

16. *Kimura T., Otani Y., Sato T., Takahashi S., Maekawa S.* Room-temperature reversible spin Hall effect // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. P. 156601.
17. *Ramaswamy R., Lee J.M., Cai K., Yang H.* Recent advances in spin-orbit torques: Moving towards device applications // Appl. Phys. Rev. 2018. V. 5. P. 031107.
18. *Pham V.T., Cosset-Chéneau M., Brenac A., Boulle O., Marty A., Attané J.-P., Vila L.* Evidence of interfacial asymmetric spin scattering at ferromagnet-Pt interfaces // Phys. Rev. B. 2021. V. 103. P. L201403.
19. *Zhang W., Jungfleisch M.B., Jiang W., Pearson J.E., Hoffmann A., Freimuth F., Mokrousov Y.* Spin Hall effects in metallic antiferromagnets // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 113. P. 196602.
20. *Yang Y., Xu Y., Zhang X., Wang Y., Zhang S., Li R.-W., Mireshekarloo M.S., Yao K., Wu Y.,* Fieldlike spin-orbit torque in ultrathin polycrystalline FeMn films // Phys. Rev. B. 2016. V. 93. P. 094402.
21. *Wadley P., Howells B., Zelezný J., Andrews C., Hills V., Campion R.P., Novák V., Olejník K., Maccherozzi F., Dhesi S.S., Martin S.Y., Wagner T., Wunderlich J., Freimuth F., Mokrousov Y., Kunes J., Chauhan J.S., Grzybowski M.J., Rushforth A.W., Edmonds K.W., Gallagher B.L., Jungwirth T.* Electrical switching of an antiferromagnet // Science. 2016. V. 351. P. 587.
22. *DuttaGupta S., Kurenkov A., Tretiakov O.A., Krishnaswamy G., Sala G., Krizakova V., Maccherozzi F., Dhesi S.S., Gambardella P., Fukami S., Ohno H.* Spin-orbit torque switching of an antiferromagnetic metallic heterostructure // Nat. Commun. 2020. V. 11. P. 5715.
23. *Mishra R., Yu J., Qiu X., Motapothula M., Venkatesan T., Yang H.* Anomalous current-induced spin torques in ferrimagnets near compensation // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 118. P. 167201.
24. *Takeuchi Y., Yamane Y., Yoon J.-Y., Itoh R., Jinnai B., Kanai S., Ieda J., Fukami S., Ohno H.* Chiral-spin rotation of non-collinear antiferromagnet by spin–orbit torque // Nat. Mater. 2021. V. 20. P. 1364–1370.
25. *Aqeel A., Vlietstra N., Heuver J.A., Bauer G.E.W., Noheda B., van Wees B.J., Palstra T.T.M.* Spin-Hall magnetoresistance and spin Seebeck effect in spin-spiral and paramagnetic phases of multiferroic $CoCr_2O_4$ // Phys. Rev. B. 2015. V. 92. P. 224410.
26. *Aqeel A., Vlietstra N., Roy A., Mostovoy M., van Wees B.J., Palstra T.T.M.* Electrical detection of spiral spin structures in $Pt|Cu_2OSeO_3$ heterostructures // Phys. Rev. B. 2016. V. 94. P. 134418.
27. *Aqeel A., Mostovoy M., van Wees B.J., Palstra T.T.M.* Spin-Hall magnetoresistance in multidomain helical spiral systems // J. Phy. D: Appl. Phys. 2017. V. 50. P. 174006.
28. *Устинов В.В., Ясюлевич И.А.* Электронный спиновый ток и спин-зависимые гальваномагнитные явления в металлах // ФММ. 2020. Т. 121. С. 257–269.
29. *Вонсовский С.В.* Магнетизм // М.: Наука, 1971. 1032 с.
30. *Ustinov V.V., Yasyulevich I.A.* Electrical magnetochiral effect and kinetic magnetoelectric effect induced by chiral exchange field in helical magnetics // Phys. Rev. B. 2020. V. 102. P. 134431.