

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

УДК 537.322.11

ВЛИЯНИЕ КАЛИБРОВОЧНОГО ПОЛЯ НА ЯВЛЕНИЯ ПЕРЕНОСА В ПРОВОДЯЩИХ НЕОДНОРОДНЫХ МАГНИТНЫХ СТРУКТУРАХ

© 2023 г. И. И. Ляпилин^{a, b, *}

^aИФМ УрО РАН им. М.Н. Михеева, С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620108 Россия

^bУрФУ, им. Б.Н. Ельцина, Мира, 19, Екатеринбург, 620002 Россия

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

Поступила в редакцию 14.06.2023 г.

После доработки 11.07.2023 г.

Принята к публикации 11.07.2023 г.

Рассмотрено влияние калибровочного (“сопутствующего”) спин-зависимого электрического поля и силы, индуцируемых динамикой намагниченности проводящих неоднородных магнитных структур, на транспортные явления. Показано, что явления переноса, связанные с проявлением спин-зависимого электрического поля, приводят к эффекту спинового кулоновского увлечения носителей заряда.

Ключевые слова: калибровочные поля, спинтроника, эффект увеличения, спиновой ток

DOI: 10.31857/S0015323023600995, **EDN:** SXDJA0

Существенное различие времен релаксации $\tau^\uparrow$ и $\tau^\downarrow$, фигурирующих в формуле для проводимости означает, что несмотря на отсутствие поляризации по спину s -электронов, возникающий в ферромагнитном $3d$ -металле ток будет поляризован по спину. т.е. электрический ток будет сопровождаться переносом механического и магнитного моментов. Это объясняется тем, что плотности энергетических состояний на уровне Ферми в s - и d -подзонах существенно различаются. При этом рассеяние подвижных носителей заряда из s -состояний в d -состояния с сохранением ориентации спина в значительной степени определяет проводимость переходных металлов $\sigma = \sigma^\uparrow + \sigma^\downarrow = \frac{e^2}{m} (n^\uparrow \tau^\uparrow + n^\downarrow \tau^\downarrow)$ (e , m – заряд и масса электронов. $n^{\uparrow, \downarrow}$ – концентрации электронов с ориентацией спина $\uparrow, \downarrow$. $\tau^{\uparrow, \downarrow}$ – времена релаксации импульса электронов с различной ориентацией спина.

Существует и обратный процесс, при котором пространственно временное изменение намагниченности $\vec{M}(\vec{r}, t)$, описываемое феноменологическим уравнением Ландау–Лифшица–Гильберта [1], индуцирует дополнительные (“сопутствующие”) спин-зависимые электромагнитные поля $\vec{\mathcal{E}}_s, \vec{\mathcal{B}}_s$, действующие на s -электроны. Эти поля генерируют спин-движущую силу $\vec{\mathcal{F}}_s$. Обусловленная действием этих полей спин-движущая си-

ла впервые предсказана Берже [2] и переформулирована путем обобщения закона Фарадея [3].

Благодаря спин-движущей силе [2] реализуется передача энергии между подсистемами проводящих и локализованных электронов. Как результат, магнитная энергия, запасенная намагниченностью кристалла, может быть преобразована в электрическое напряжение.

Таким образом, подобно взаимной индукции между электрическими и магнитными полями (в силу законов Фарадея и Максвелла), спиновый ток и намагниченность системы индуцируют взаимную динамику посредством спин-вращательного эффекта (spin torque effect) и спин-движущей силы. Что касается спин- вращательного эффекта, то многолетние исследования показали: эффект является мощным инструментом для изучения динамики намагниченности в ферромагнитных наноструктурах. Меньшее внимание исследователей привлекли спин-движущие силы, что в значительной мере обусловлено их малой величиной [6].

УНИТАРНОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ. СПИНОВЫЕ ПОЛЯ

Явные выражения для индуцированных электромагнитных спиновых полей можно найти, следуя схеме вычисления, представленной в [4]. Подход, основанный на калибровочных преобразованиях, открывает широкую перспективу, позволяя, например, рассмотреть влияние спиновых

полей и электрон-электронных взаимодействий, на транспортные явления, обусловленные спин-поляризованными носителями заряда.

Суть калибровочного преобразования введение “нового физического поля”, которое “чувствует” внутреннее пространство, в котором мы производим фазовые вращения.

Явные выражения для спин-зависимых полей – результат канонического преобразования гамильтониана проводящего текстурированного ферромагнетика. Выражения для полей могут быть записаны через углы $(\theta(\vec{r}, t), \phi(\vec{r}, t))$, определяющие пространственно-временной профиль локальной намагниченности:

$$\vec{M}(\vec{r}, t) = (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta).$$

Матрица унитарного преобразования: $U^\dagger = \exp\{i\theta\sigma_y/2\}\exp\{i\phi\sigma_z/2\}$, диагонализует sd обменное взаимодействие $-J_{sd}\vec{\sigma} \cdot \vec{M}(\vec{r}, t)$ (J_{sd} – интеграл обменного взаимодействия; $\vec{\sigma}(\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ – вектор матриц Паули). В результате унитарно-преобразованный гамильтониан имеет вид:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}' &= U^\dagger \mathcal{H} U - i\hbar U^\dagger (\partial/\partial t) U = \\ &= (\vec{p} + e\vec{A}')^2/2m - J_{sd}\sigma_z - e\mathcal{A}'_o. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $\mathcal{H}$ гамильтониан исходной системы. $\vec{A}'$, $\mathcal{A}'_o$ – векторный и скалярный потенциалы

$$\vec{A}' = (i\hbar/e)U^\dagger \nabla, \quad \mathcal{A}'_o = (i\hbar/e)U^\dagger (\partial/\partial t)U. \quad (2)$$

Полагая, что спины направлены параллельно (антипараллельно) намагниченности $\vec{M} = (0, 0, 1)$, выражения для спин-зависимых электромагнитных полей можно представить в виде [4–6]:

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_i^{\uparrow, \downarrow} &= \pm \frac{\hbar}{2e} \vec{m} \cdot (\partial_i \vec{m} \times \partial_j \vec{m}), \\ \mathcal{B}_i^{\uparrow, \downarrow} &\mp \frac{\hbar}{2e} \epsilon_{ijk} \vec{m} \cdot (\partial_j \vec{m} \times \partial_k \vec{m}). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь $\vec{m} = \vec{M}/|\vec{M}|$ – единичный вектор, направленный вдоль намагниченности $\vec{M}(\vec{r}, t)$.

Генерируемая спиновыми полями (3), спин-зависимая сила $\vec{F}_s^{\uparrow, \downarrow}$ аналогична силе Лоренца $\vec{F}_s^{\uparrow, \downarrow} = e(\vec{\mathcal{E}}_s + \vec{v} \times \vec{\mathcal{B}}_s^{\uparrow, \downarrow})$. Проявление спин-движущей силы является универсальным явлением в магнитном металле и может быть понято на основе калибровочной теории поля, уравнения движения и спиновой фазы Берри [8, 9]. Концепция спин-зависимой силы обсуждалась для немагнитных материалов в условиях неоднородных магнитных полей [9], так и для ферромагнетиков [5, 10], включая спин-орбитальное взаимодействие [11].

Несмотря на малость, спиновые поля – реальные поля, обнаруживаемые в транспортных измерениях. Они связаны со спиновой поляризацией электронов проводимости $\mathcal{P} = (n^\uparrow - n^\downarrow)/(n^\uparrow + n^\downarrow)$ и детектируются при измерении спинового тока $\vec{J}_s = \mathcal{P}\vec{J}_e$, ($\vec{J}_e$ – зарядовый ток). Электрическая составляющая $\vec{\mathcal{E}}_s$ наблюдалась непосредственно как генерация напряжения из динамики намагниченности в случае движущейся доменной границы и вихрей [12] (сигналы напряжения порядка мкВ). Проявления спинового магнитного поля $\vec{\mathcal{B}}_s$, связанного с фазой Берри, приводит к реализации Спин–Холл-эффекта, детектируемого как аномальный эффект Холла [13].

В отличие от обычных электромагнитных полей, спиновые $\vec{\mathcal{E}}_s, \vec{\mathcal{B}}_s$ поля кардинальным образом влияют на кинетику электронов проводимости. В поле $\vec{\mathcal{B}}_s$ спин-зависимая сила $\vec{F}_s$ отклоняет носители заряда, в зависимости от ориентации спина ($\uparrow, \downarrow$), в противоположные стороны, индуцируя тем самым холловское напряжение и спиновый ток, если концентрации электронов $n_\uparrow \neq n_\downarrow$. Поле $\vec{\mathcal{E}}_s$ приводит к дрейфу электронов со спинами ($\uparrow, \downarrow$) в противоположных направлениях; индуцируя спин-поляризованный ток $\vec{J}_s = (n^\uparrow - n^\downarrow)e\vec{v}_s$. $\vec{v}_s$ – дрейфовая скорость носителей обусловленная спиновым полем $\vec{\mathcal{E}}_s$ (рис. 1).

Как видно из выражения (3), спиновое поле $\vec{\mathcal{E}}_s$ зависит как от $\partial_i \vec{m}$, так и от $\nabla_i \vec{m}$, т.е. зависит от производных по времени и пространству. Следовательно и появление спин-движущей силы ограничено переменными во времени и пространственно неоднородными областями намагниченности. Как было показано [11], в системе со спин-орбитальным взаимодействием могут быть реализованы дополнительные спиновые электрические поля, зависящие только от временных производных. Дальнейшее развитие теории спин-движущей силы и поля $\vec{\mathcal{E}}_s$ было сделано в работе [5], в которой в системе со статической и однородной намагниченностью $\vec{m}$ и спин-орбитальным взаимодействием предсказана возможность генерации спин-движущей силы за счет переменного во времени электрического $\vec{E}(t)$ поля $\vec{\mathcal{E}}_s \sim (\vec{m} \times \partial \vec{E}/\partial t)$.

Таким образом, спиновые электромагнитные $\vec{\mathcal{B}}_s, \vec{\mathcal{E}}_s$ поля селективируют свободные носители заряда в зависимости от направления ($\uparrow, \downarrow$) спина. В результате систему электронов проводимости можно рассматривать как совокупность двух спиновых подсистем, каждая из которых характеризуется своим направлением спина.

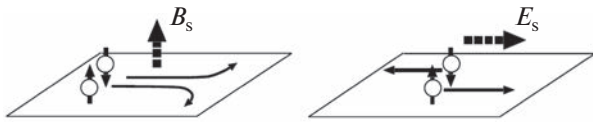


Рис. 1. Воздействие спиновых $\vec{\mathcal{B}}_s, \vec{\mathcal{E}}_s$ полей на электроны с противоположными спинами.

ЭФФЕКТЫ УВЛЕЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

Здесь мы хотим обратить внимание еще на одно проявление действия спинового поля $\vec{\mathcal{E}}_s$. Смещения носителей, обусловленные действием силы $\vec{\mathcal{F}}_s$, приводят к тому, что дрейфовые скорости спин-поляризованных электронов в спиновых подсистемах становятся разными: ($\vec{v}^\uparrow \neq \vec{v}^\downarrow$). Тем самым реализуются условия, при которых становятся возможными проявления эффектов связанных с взаимодействием между носителями заряда в различных спиновых подсистемах. Одним из возможных таких взаимодействий является электрон-электронное (кулоновское) рассеяние электронов. Сохраняя полный импульс системы в целом, межэлектронное взаимодействие перераспределяет его между носителями заряда в спиновых ($\uparrow$ или $\downarrow$) каналах, при котором “быстрые” электроны могут разгонять медленные и наоборот замедляться ими, придавая общему электронному потоку в конечном итоге некоторую среднюю величину импульса (рис. 2).

Электрон-электронные ($e-e$) взаимодействия играют ведущую роль в различных явлениях, начиная от высокотемпературной сверхпроводимости, дробного квантового эффекта Холла, вигнеровской кристаллизации, моттовского перехода и др. Однако как величину, так и влияние ($e-e$) взаимодействия на кинетические свойства кристаллов трудно измерить. Одним из методов, который доказал свою эффективность при измерении скоростей рассеяния непосредственно за счет кулоновского взаимодействия является эффект кулоновского увлечения носителей заряда. Суть эффекта — возникновение отклика в виде создаваемого напряжения (или электрического тока) в проводящей системе при пропускании тока через другую проводящую пленку, отделенную от первой диэлектрическим слоем [14, 15]. В основе эффекта увлечения лежит *межслойное кулоновское взаимодействие электронов проводимости, разделенных диэлектриком*.

Проявление эффекта увлечения носителей заряда возможно и в однослойной проводящей системе, если носители заряда спин-поляризованы. Если дрейфовые скорости спин-поляризованных носителей заряда в $\uparrow, \downarrow$ подсистемах различны,

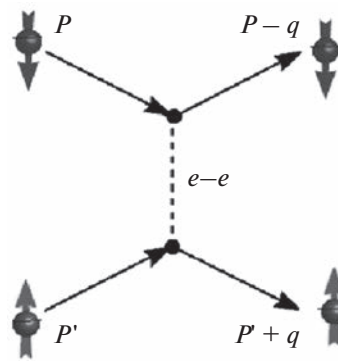


Рис. 2. Электрон-электронное взаимодействие спин-поляризованных электронов.

то, благодаря кулоновскому взаимодействию, более быстрые носители, передавая часть импульса медленным, будут увлекать их, реализуя тем самым эффект *спинового кулоновского увлечения*. Некоторые из возможных сценариев проявления эффекта спинового кулоновского увлечения рассмотрены в работе [16]. Очевидно, что при спиновом эффекте увлечения зарядовый ток $\vec{J}_e = e(n^\uparrow + n^\downarrow)\vec{v}_d$ ($\vec{v}_d$ — дрейфовая скорость, формируемая электрическими полями) не меняется, в отличие от спинового тока $\vec{J}_s = \mathcal{P}\vec{J}_e$.

ЭФФЕКТ СПИНОВОГО КУЛОНОВСКОГО УВЛЕЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

Можно полагать, что локальное изменение намагниченности $\vec{M}(\vec{r}, t)$ в неоднородных магнитных структурах, индуцируя спинное поле $\vec{\mathcal{E}}_s$, естественным образом реализует условия необходимые для проявления эффекта спинового кулоновского увлечения.

Количественной мерой спинового эффекта увлечения является сопротивление увлечения (transresistivity) $\rho_{\uparrow\downarrow}$, которое определяется как отношение градиента электрохимического потенциала $\zeta_{\uparrow}$ для электронов со спином $\uparrow$ к электрическому току $\vec{J}_{\downarrow}$ ($\vec{J}_{\downarrow} = 0$). Это определение аналогично тому, которое имеет место при эффекте кулоновского увлечения в двух пространственно разделенных слоях. Результаты вычисления для трехмерного электронного газа в приближении хаотических фаз представлены в [14, 17].

Покажем, что связанная с сопутствующим спинным электрическим полем сепарация носителей заряда по их спиновому состоянию, при учете кулоновского взаимодействия между носителями заряда приводит к спиновому эффекту увлечения.

Рассмотрим вначале эффект спинового увлечения чисто феноменологически. Исходим из уравнения движения $m d\vec{v}/dt \sum_i \vec{F}_i$. Дрейфовые скорости электронов $\vec{v}^\uparrow, \vec{v}^\downarrow$ формируются действующими на электроны силами, обусловленными электрическими полями и кулоновским взаимодействием между электронами:

$$\vec{v}^{\uparrow\downarrow} = \langle \vec{F}_{\vec{E}_o} + \vec{F}_c \rangle \tau / m,$$

где $\vec{F}_{\vec{E}_o}$ — силы, действующие на электроны со стороны электрических полей $\vec{E}_o = \vec{E}_0 + \vec{\mathcal{E}}_s$, ($\vec{E}_0$ — постоянное тянущее электрическое поле), а также обусловлены кулоновским взаимодействием $\vec{F}_c$. Время τ характеризует диссипативные процессы в спиновых подсистемах (например, примесное рассеяние). Пусть $n^\uparrow \gg n^\downarrow$. Запишем уравнение движения для электронов спиновой подсистемы со спином ($\uparrow$). Имеем:

$$\dot{\vec{p}}^\uparrow = (i\hbar)^{-1} [\vec{p}^\uparrow, \mathcal{H}] = -en^\uparrow \vec{E}_o + \vec{\mathcal{F}}_c^{\uparrow\downarrow} + \dot{\vec{p}}_{ev}. \quad (4)$$

Первое слагаемое в правой части уравнения описывает взаимодействие электронов с электрическими полями. Второе — кулоновское взаимодействие между электронами с разной ориентацией спинов (в разных подсистемах). Очевидно, $\vec{\mathcal{F}}_c^{\uparrow\downarrow} = \vec{\mathcal{F}}_c^{\downarrow\uparrow}$. Кулоновское взаимодействие только перераспределяет импульс электронов между носителями из разных ($\uparrow, \downarrow$) спиновых подсистем. При этом $|n^\uparrow \vec{v}_c| = |n^\downarrow \vec{v}_c|$, где $\vec{v}_c$ импульс, теряемый (приобретаемый) в единичном акте рассеяния электронов. Последнее слагаемое в правой части $\dot{\vec{p}}_{ev} = (i\hbar)^{-1} [\vec{p}^\uparrow, \mathcal{H}_{ev}]$ — можно записать в приближении времени релаксации. $\mathcal{H}_{ev}$ — гамильтониан взаимодействия электронов с рассеивателями (фононами, примесями) [18].

Принимая это во внимание, запишем выражения для спинового тока $\vec{J}_s$. Каждая из действующих на электроны проводимости сил, вносит свой вклад в формирование дрейфовой скорости, а межэлектронное взаимодействие между носителями из разных спиновых каналов приводит к перекачке импульса из подсистемы $\uparrow$ в подсистему $\downarrow$. Имеем:

$$\vec{J}_s = \mathcal{P} \vec{J}_e + en(\vec{v}_s - \vec{v}_c).$$

Если $\mathcal{P} = 0$ (неполяризованные носители заряда), то поле $\mathcal{E}_s$ приводит к реализации спинового тока и спиновому эффекту увлечения, если $\vec{v}_s \neq \vec{v}_c$. Если носители заряда спин-поляризованы ($\mathcal{P} \neq 0$), то эффект спинового увлечения будет проявляться до тех пор, пока возможна перекачка

электронного импульса между спиновыми подсистемами. При $\vec{v}_s = \vec{v}_c$ эффект увлечения обращается в нуль и мы имеем обычное выражение для спинового тока $\vec{J}_s = \mathcal{P} \vec{J}_e$. Аналогичным образом можно рассмотреть влияние кулоновского взаимодействия на зарядовый ток.

Перейдем к микроскопическому описанию эффекта спинового кулоновского увлечения. Вычисление величины $\rho_{\uparrow\downarrow}$ в этом случае аналогично вычислению обычного кулоновского сопротивления между параллельными слоями электронов (или дырочного газа), хотя и отличается некоторыми принципиальными деталями, обусловленными перенормировкой энергетического спектра зонных носителей заряда при унитарном преобразовании исходного гамильтониана [7]. Выражение для $\rho_{\uparrow\downarrow}$ в борновском приближении по взаимодействию может быть получено различными методами (формализм функций Грина, методом проекционных операторов [18] или в рамках кинетического уравнения Больцмана [19]).

Задача состоит в построении макроскопических уравнений баланса импульса спиновых подсистем электронов проводимости, взаимодействующих с внешним постоянным $\vec{E}_o(\vec{r})$ и спиновым $\vec{\mathcal{E}}_s(\vec{r}, t)$ полями. В качестве источников рассеяния импульса электронов внутри каждой спиновой подсистемы рассмотрим рассеяние на хаотически расположенных примесных центрах ($\mathcal{H}_{en}$) и ($e-e$) рассеяние электронов ($\mathcal{H}_{ee}$), для носителей, находящихся в разных спиновых каналах. Полагаем, что унитарное преобразование исходного гамильтониана системы, о котором говорилось выше выполнено.

После унитарного преобразования гамильтониана системы представим в следующем виде:

$$\mathcal{H}(\vec{r}, t) = \sum_i \mathcal{H}_e^i + \mathcal{H}_{ef}^i(\vec{r}, t) + \mathcal{H}_v^i, \quad i = \uparrow, \downarrow. \quad (5)$$

Здесь $\mathcal{H}_e^i$ — гамильтониан кинетической энергии электронов в канале i с определенным значением спина; $\mathcal{H}_{ef}^i$ — гамильтониан взаимодействия электронов с электрическими полями. $\mathcal{H}_v^i(\vec{r}) = \mathcal{H}_{en} + \mathcal{H}_{ee}$ гамильтониан рассеивателей электронов проводимости. Гамильтониан $\mathcal{H}_{en}$ имеет вид:

$$\mathcal{H}_{en}(x) = \sum_n U(\vec{r} - \vec{X}_n) = \sum_{\vec{q} \neq 0} G_{\vec{q}} e_{v'v}^{i\vec{q}\vec{r}} \rho_{-\vec{q}} a_v^+ a_v, \quad (6)$$

где a_v^+, a_v — ферми-операторы электронов в состояниях v и энергией ϵ_v . $\rho_{\vec{q}} = \sum_n \exp\{i\vec{q}\vec{X}_n\}$ — фурье образ распределения примесных центров. X_n координаты примесных центров. $G(q)(4\pi e^2)/(q^2 + q_o^2)$,

q_0 — обратный радиус дебаевского экранирования. Благодаря полю $\vec{\mathcal{E}}_s$, электроны проводимости в каналах $n^\uparrow, n^\downarrow$, имеют разные скорости дрейфа, поэтому кулоновское азпимоддействие между носителями заряда из разных спиновых подзон, может быть эффективным механизмом релаксации импульса электронов.

Гамильтониан ($e-e$) взаимодействия $\mathcal{H}_{ee}$ имеет вид:

$$\mathcal{H}_{ee} = \sum_{\vec{p}, \vec{p}'} V_q a_{\vec{p}-\vec{q}, \uparrow}^+ a_{\vec{p}', \downarrow}^+ a_{\vec{p}, \uparrow} a_{\vec{p}', \downarrow}, \quad (7)$$

где $V_q = 4\pi e^2/q^2$ — фурье-компонента кулоновского взаимодействия. Объем системы полагаем равным единице. Таким образом, гамильтониан рассеивателей $\mathcal{H}_v = \mathcal{H}_{ee} + \mathcal{H}_{en}$

Величина поляризации электронов проводимости в ферромагнетных материалах, характеризуемая величиной $\mathcal{P}$, определяется типом исходного магнитного материала. Она составляет величину порядка 0.3–0.8. В этом случае макроскопический дрейф электронов $\uparrow, \downarrow$, обусловленный полями $\vec{E}_o, \vec{\mathcal{E}}_s$ приводит к реализации спинового тока $\vec{J}_s$. Очевидно, что реализация эффекта увлечения носителей заряда, возникающего в электронной системе, должна определяться соотношением между частотами столкновений электронов проводимости с примесными центрами, и процессами рассеяния электронов ($\uparrow$ и $\downarrow$) вследствие межэлектронного взаимодействия.

Для построения макроскопических уравнений баланса импульса электронов проводимости найдем микроскопические уравнения баланса импульса:

$$\dot{P}^i(\vec{r}) = (i\hbar)^{-1} [P^i(\vec{r}), \mathcal{H}],$$

($P^i(\vec{r}) = \sum_i \{P^i; \delta(\vec{r} - \vec{r}_i)\}$ — плотность электронного импульса ($\{A; B\} = (1/2)(AB + BA)$), и усредним их по неравновесному статистическому оператору $\rho(\vec{r}, t)$ [18]: $\langle \dot{P}^i(\vec{r}) \rangle^i = Sp\{\dot{P}^i(\vec{r})\rho(t)\}$.

Неравновесный статистический оператор $\rho(\vec{r}, t)$, построенный из инвариантов, определяющих неравновесное состояние системы, имеет вид [20]:

$$\rho(\vec{r}, t) = Q^{-1} \exp\{-\beta(\mathcal{H}_e^i - (\mu^i - mv^i/2) - \vec{v}^i \vec{p}^i(\vec{r}, t))\},$$

$$Q = Sp \exp\{-\beta(\mathcal{H}_e^i - (\mu^i - mv^i/2) - \vec{v}^i \vec{p}^i(\vec{r}, t))\}. \quad (8)$$

Здесь $\beta^{-1} = k_B T$. k_B — постоянная Больцмана. $\vec{v}^i$ — дрейфовые скорости электронов в канале $i = \uparrow, \downarrow$. $\mu^i(\vec{r})$ — электрохимический потенциал электронов проводимости канала i , перенормированный

унитарным преобразованием гамильтониана.

$n^i(\vec{r}) = \sum_j \delta(\vec{r} - \vec{r}_j^i)$ — оператор плотности числа частиц в подзоне i .

Записывая оператор $\rho(\vec{r}, t)$ в линейном приближении по дрейфовым скоростям $\vec{v}^i$ и усредняя с ним микроскопические уравнения, получаем:

$$\frac{\partial}{\partial t} \langle P^i(\vec{r}) \rangle^i = -\nabla I_{P_i}(\vec{r}) + \dot{P}_{i(ef)}(\vec{r}, t) + \dot{P}_{i(ee)}(\vec{r}) + \dot{P}_{i(en)}(\vec{r}), \quad (9)$$

$$i = \uparrow, \downarrow.$$

Здесь $\dot{A}_{i(v)} = (i\hbar)^{-1} [A_i, \mathcal{H}_v]$. Первое слагаемое в правой части уравнения (9) определяет поток соответствующих импульсов $I_{P_i}(\vec{r}) = \sum_j \{P_j/m; \delta(\vec{r} - \vec{r}_j)\}$.

Выражение $\dot{P}_{i(ef)}(\vec{r}, t)$ представляет собой среднее по распределению значения эффективной силы Лоренца, обусловленной действием $\vec{E}_o(\vec{r}), \vec{\mathcal{E}}_s(\vec{r}, t)$ полей:

$$\dot{P}_{i(ef)}(\vec{r}, t) = e\{(n^\uparrow + n^\downarrow)E_o^i + n^{i\mathcal{C}S} \}. \quad (10)$$

Последние два слагаемых — диссипативные — обусловлены взаимодействием электронов с немагнитными примесными центрами и ($e-e$) рассеянием. Они отвечают за взаимодействие между подсистемами и являются основными при описании эффекта.

Уравнение (9) позволяет провести анализ влияния взаимодействия между рассматриваемыми подсистемами на спин-волновой ток и оценить вклад рассматриваемого эффекта. Ограничимся для краткости стационарным случаем и линейным приближением по дрейфовым скоростям $\vec{v}^i$. В этом случае для усредненного уравнения (9), получаем:

$$\dot{P}_{i(ef)}(\vec{r}, t) = (v_i - v_j) \sum_v \int_{-\infty}^0 dt' e^{\epsilon t'} L_{i, ev}^{i, j}(\vec{r}, \vec{r}', t'), \quad (11)$$

$$\epsilon \rightarrow 0,$$

где

$$L_{i(en)}^{i, j}(\vec{r}, \vec{r}', t') = (\dot{P}_{i(en)}(\vec{r}), \dot{P}_{i(en)}(\vec{r}', t')), \quad (12)$$

$$L_{i(ee)}^{i, j}(\vec{r}, \vec{r}', t') = (\dot{P}_{i(ee)}(\vec{r}), \dot{P}_{j(ee)}(\vec{r}', t')),$$

(A, B) — корреляционные функции Кубо [18].

Вводя обратные времена релаксации полного импульса электронов за счет их взаимодействия с примесными центрами ω_{en} и электрон-электронном рассеянии носителей заряда из разных спиновых каналов ω_{ee} :

$$\omega_{(ek)} = (P_i, P_i)_o^{-1} \int_{-\infty}^0 dt e^{\epsilon t} \int_0^\beta d\tau \langle (\dot{P}_{i(ek)}(\vec{r}), \dot{P}_{i(ek)}(t + i\hbar\tau)) \rangle_o, \quad (13)$$

$$\langle \dots \rangle_o = Sp(\rho_o \dots), \quad k = n, e; \quad \epsilon \rightarrow 0,$$

представим уравнение баланса электронного импульса в виде:

$$e\{(n^{\uparrow} + n^{\downarrow})E_o^i + n^i\mathcal{E}_s^i\} = v_i \frac{\omega_{(en)}\omega_{(ee)}}{\omega_{(en)} + \omega_{(ee)}} \bar{P}_i, \quad (14)$$

где $\bar{P}_i = (P_i, P_i)_o$.

Из уравнения (13) следует, что рассматриваемый эффект приводит к изменению частоты столкновений. При этом величина

$$\Omega_{en} = \frac{\omega_{(ee)}\omega_{(en)}}{\omega_{(en)} + \omega_{(ee)}} \quad (15)$$

представляет собой обратное время релаксации электронного импульса за счет рассеяния на примесных центрах и кулоновского рассеяния электронов.

Из выражения (13) следует, что при наличии поля $\vec{\mathcal{E}}_s$ электрон-электронное рассеяние приводит к изменению частоты электрон-примесных столкновений. В случае выполнения неравенства $\omega_{(en)} > \omega_{(ee)}$ приобретенный электронами импульс релаксирует в процессах электрон-электронного рассеяния. Это приводит к выравниванию дрейфовых скоростей электронов в спиновых каналах ($\uparrow, \downarrow$), что в конечном итоге должно приводить к уменьшению спинового тока. При выполнении обратного неравенства $\omega_{(en)} < \omega_{(ee)}$ утечка электронного импульса происходит медленнее и основной вклад в эффект определяется в основном механизмом электрон-примесного (упругого) рассеяния носителей заряда, находящихся в различных спиновых каналах. Доминирование того или иного механизма рассеяния и их влияние на спиновый эффект увлечения требует вычисления частот релаксации ω_{en}, ω_{ee} в рассматриваемых приближениях, что будет выполнено нами в дальнейшем.

Таким образом, мы рассмотрели новый эффект, обусловленный “сопутствующим” спиновым электрическим полем, индуцируемым динамикой намагниченности неоднородных магнитных структур, на транспортные явления. Влияние электрической составляющей спин-зависимой силы, отклоняющей носители заряда, в зависимости от ориентации спина ($\uparrow, \downarrow$), в противоположные стороны индуцирует электронный спиновый ток. Электрон-электронное рассеяние электронов носителей заряда в рассмотренных условиях, проявляется в эффекте спинового кулоновского увлечения электронов.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России (тема “Спин” Г. р. № 122021000036-3).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Tserkovnyak Y., Brataas A., Bauer G.E.W.* Enhanced Gilbert Damping in Thin Ferromagnetic Films // *Phys. Rev. Lett.* 2002. V. 88. P. 117601-1–17601-4.
2. *Berger L.* Possible existence of a Josephson effect in ferromagnets // *Phys. Rev. B.* 1986. V. 33. P. 1572–1578.
3. *Barnes S.E., Maekawa S.* Generalization of Faraday's law to include nonconservative spin forces // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 98. P. 246601-1–24601-4.
4. *Volovik G.E.* Linear momentum in ferromagnets // *J. Phys. C* 1987. V. 20. P. L83–L87.
5. *Yamane Y., Ieda J., Ohe J. et al.* Equation-of-motion approach of spin-motive force // *J. Appl. Phys.* 2011. V. 109. P. 07C735-1–07C35-3.
6. *Ohe J., Maekawa S.* Spin motive force in magnetic nanostructures // *J. Appl. Phys.* 2009. V. 105. P. 07C706-1–07C706-3.
7. *Tatara G.* Effective gauge field theory of spintronics // *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures.* 2019. V. 106. P. 208–238.
8. *Berry M.V.* Quantal Phase Factors Accompanying Adiabatic Changes // *Proc. R. Soc. Lond. A.* 1984. V. 392. P. 45–57.
9. *Stern A.* Berry's Phase, Motive Forces, and Mesoscopic Conductivity // *Phys. Rev. Lett.* 1992. V. 68. P. 1022–1025.
10. *Ieda J., Yamane Y., Maekawa S.* Spinmotive force in magnetic nanostructures // *SPIN.* 2013. V. 03. P. 1330004-1–1330004-15.
11. *Kim K.W., Moon J.H., Lee K.J., Lee H.W.* Prediction of Giant Spin Motive Force due to Rashba Spin-Orbit Coupling // *Phys. Rev. Lett.* 2012. V. 108. P. 217202-1–217202-5.
12. *Yang S.A., Beach G.S.D., Knutson C., Xian D., Nin Q., Tsoi M., Erskine J.I.* Universal Electromotive Force Induced by DomainWall Motion // *Phys. Rev. Lett.* 2009. V. 102. P. 067201-1–067201-4.
13. *Nagaosa N.* Anomalous Hall effect // *Rev. Mod. Phys.* 2010. V. 82 P. 1539–1593.
14. *Rojo A.G.* Electron-drag effects in coupled electron systems // *J. Phys. Condens. Matter.* 1999. V. 11. P. R31–R52.
15. *Narozhny B.N., Levchenko A.* Coulomb drag // *Rev. Mod. Phys.* 2016. V. 88. P. 025003-1–025003-55.
16. *D'Amico I., Vignale G.* Spin diffusion in doped semiconductors: The role of Coulomb interactions // *Europhys. Lett.* 2001. V. 55. P. 566–572.
17. *D'Amico I., Vignale G.* Theory of spin Coulomb drag in spin-polarized transport // *Phys. Rev. B.* 2000. V. 62. P. 4853–4857.
18. *Lyapilin I.I., Bikkin H.M.* Coulomb drag of conduction electrons in spatially separated two-dimensional layers // *Fiz. Tverd. Tela.* 2003. V. 45. P. 339–344.
19. *Antti-Pekka Jauho, Smith H.* Coulomb drag between parallel two-dimensional electron systems // *Phys. Rev. B.* 1993. V. 47. P. 4420–4428.
20. *Bikkin H.M., Lyapilin I.I.* Non-equilibrium thermodynamics and physical kinetics, Walter deGruyter, Berlin, 2021. P. 436.