

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Микроскопический подход к описанию спиновых моментов в двумерных анти- и ферромагнетиках Рашбы

А.А. Первишко, Д.И. Юдин

Представлен обзор наиболее значимых результатов, полученных в рамках микроскопического подхода для систематического изучения магнитной динамики в двумерных анти- и ферромагнитных материалах с сильным спин-орбитальным взаимодействием Рашбы. В частности, для модельных систем обсуждается микроскопический вывод тензоров затухания Гильберта, спин-орбитальных и крутильных спиновых моментов, величин симметричного и антисимметричного обменных взаимодействий. Показано, что как в антиферромагнитных, так и в ферромагнитных системах наличие достаточно сильного спин-орбитального взаимодействия приводит к анизотропии спиновых моментов и затухания Гильберта. Особое внимание уделено анализу спин-орбитальных спиновых моментов в двумерном антиферромагнетике Рашбы, обсуждается в том числе возможность переключения антиферромагнитного параметра порядка, индуцированного короткими импульсами тока в плоскости образца.

Ключевые слова: ферромагнетики, антиферромагнетики, спин-орбитальное взаимодействие, взаимодействие Дзялошинского–Мории, крутильный спиновый момент, спин-орбитальный спиновый момент, затухание Гильберта

PACS numbers: 75.10. – b, 75.30. – m, 75.40.Cx, 75.50.Ee

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.04.038964>

Содержание

1. Введение (233).
 2. Микроскопический подход. Вычисление функции отклика (235).
 3. Двумерный ферромагнетик Рашбы (237).
3.1. Взаимодействие Дзялошинского–Мории. 3.2. Спин-орбитальные спиновые моменты. 3.3. Крутильные спиновые моменты.
 4. Двумерный антиферромагнетик Рашбы (240).
4.1. Гамильтониан антиферромагнетика Рашбы. 4.2. Спин-орбитальные спиновые моменты. 4.3. Антиферромагнитное переключение. 4.4. Затухание Гильберта.
 5. Заключение (245).
- Список литературы (245).

1. Введение

Значительный технологический прогресс последних десятилетий в области систем обработки и хранения информации во многом обусловлен систематическим изучением коллинеарных магнитных материалов. В самом деле, пионерские работы Грюнберга [1] и Ферта [2] по гигантскому магнетосопротивлению, выполненные в

1980-х годах и отмеченные Нобелевской премией в 2007 году [3, 4], заложили основы направления, известного сегодня как спинтроника. Дальнейшие исследования динамики ферромагнитных систем привели к открытию эффекта переключения намагниченности образца внешним спин-поляризованным током, на возможность реализации которого впервые было указано в работах Слончевского [5] и Берже [6]. Физически этот процесс объясняется возникновением крутильного спинового момента (spin-transfer torque, STT) в магнитной системе, обусловленного спиновым током, основной причиной генерации которого является спиновый эффект Холла, что подробно обсуждается, например, в обзоре [7].

В свою очередь экспериментальное детектирование спинового эффекта Холла, связанного с накоплением спиновой поляризации на границах образцов, оптическими и электрическими методами представляет собой активно развивающуюся область исследований [8]. В случае, когда ферромагнитный материал является диэлектриком, перенос энергии и информации осуществляется током магнонов [9, 10]. В то же время в ферромагнитных системах без центра инверсии оказывается возможным стабилизировать нетривиальные частицеподобные состояния в форме магнитных скирмионов [11–13].

С точки зрения технологических приложений на протяжении довольно длительного времени основной интерес для спинтроники представляло изучение ферромагнетиков [14–17], что во многом объясняется возможностью управления их магнитными свойствами с использованием внешних импульсов электрического тока и оптического излучения [18–21], в то время как анти-

А.А. Первишко^(†), Д.И. Юдин^(*)Сколковский институт науки и технологий,
Большой бульвар 30, 121205 Сколково, Москва,
Российская ФедерацияE-mail: ^(†) a.pervishko@skoltech.ru, ^(*) d.yudin@skoltech.ru

Статья поступила 14 ноября 2020 г., после доработки 7 апреля 2021 г.

ферромагнитные материалы, значительно более распространённые в природе, оставались *terra incognita* по причине невозможности воздействовать на антиферромагнитный параметр порядка с помощью каких-либо внешних возмущений [22, 23].

В ходе многолетних исследований был выявлен ряд существенных недостатков, связанных с практическим использованием ферромагнитных материалов. Так, сравнительно большая величина токов переключения и, как следствие, значительные тепловыделение и энергетические потери вместе с медленностью самого переключения приводят к нестабильной работе устройства. Использование туннельных токов, перпендикулярных плоскости структуры (current-perpendicular-to-plane, CPP) [24, 25], позволило увеличить скорость переключения, однако потребовало ещё большего переключающего напряжения, что неизбежно вызывает существенно больший нагрев структуры. В свою очередь магнитное переключение в ферромагнитных материалах с помощью туннельных токов в плоскости структуры (current-in-plane, CIP) [26, 27] значительно снижает ток переключения, но наряду с этим делает предложенные устройства слишком медленными. Отмеченные недостатки также усугубляются отсутствием ферромагнитных материалов, которые могут быть легко интегрированы в существующие технологические процессы полупроводниковой индустрии.

В настоящий момент фокус исследований сместился в сторону изучения материалов с чрезвычайно малой намагниченностью, таких как антиферромагнетики, в которых магнитное поле компенсировано на атомарных масштабах (см., например, обзор [28]). Впервые принципиальная возможность использования антиферромагнитных материалов в спинтронике была продемонстрирована для системы, состоящей из антиферромагнитного металла и ферромагнетика, разделённых слоем диэлектрика [29, 30]. Для такой гетероструктуры характерно анизотропное магнетосопротивление, что объясняется сравнительно большим спин-орбитальным взаимодействием. В последующем было предложено использовать CuMnAs [31], в котором антиферромагнитные домены можно переключать с помощью сверхкоротких лазерных импульсов [28], что открывает путь к проектированию антиферромагнитной магнеторезистивной памяти, опытные образцы которой были уже продемонстрированы [32, 33]. Данные эксперименты широко рассматриваются как прорыв в новую область терагерцевой спинтроники, где микроскопическим механизмом переключения являются так называемые спин-орбитальные моменты (spin-orbit torque, SOT), которые, согласно определению, линейны по компонентам вектора электрического поля [34].

Несомненным преимуществом антиферромагнетиков являются их нечувствительность к внешним магнитным полям, а также отсутствие полей размагничивания и намного более быстрые времена спинового переключения. Стоит отметить, что частота антиферромагнитного резонанса на несколько порядков превосходит аналогичную величину для ферромагнитных систем, что открывает потенциальные возможности перехода от гигагерцевого диапазона к терагерцевому в устройствах антиферромагнитной спинтроники.

Полностью электрическое переключение магнитных доменов оказывается наиболее эффективным в системах

с достаточно сильным спин-орбитальным взаимодействием, обеспечивающим эффективный механизм, связывающий электронные и магнитные степени свободы [35, 36]. В квазидвумерных бислоях из проводящего и магнитного материалов спин-орбитальный момент, индуцированный внешним электрическим током, может быть использован для перемещения доменных стенок или переключения магнитной ориентации [37]. В отсутствие спин-орбитального взаимодействия спиновые моменты возникают только в системах с неоднородным профилем намагниченности, так называемые крутильные спиновые моменты [15, 38], которые, согласно принятой классификации, линейны по компонентам вектора электрического поля и первым пространственным производным вектора намагниченности. Небезынтересно, что вследствие наличия сильного спин-орбитального взаимодействия появление спин-орбитальных моментов возможно также в структурах, содержащих магнитный топологический изолятор. Однако влияние магнитного материала на свойства поверхностных состояний трёхмерного топологического изолятора, в контакте с которым он находится, а также вопрос учёта влияния объёмных эффектов самого топологического изолятора на спин-орбитальные спиновые моменты требует более подробного изучения (см. обзор [34]).

Несмотря на существенный интерес научного сообщества к вопросам спиновой динамики в анти- и ферромагнитных материалах при наличии сильного спин-орбитального взаимодействия, теоретическое описание во многом остаётся феноменологическим. Как правило, данный подход ограничивается рассмотрением уравнений Ландау – Лифшица – Гильберта со случайным набором слагаемых [39, 40], которые характеризуют влияние крутильных спиновых и спин-орбитальных моментов на намагниченность или вектор Нееля.

Для типичной гетероструктуры, состоящей из слоёв ферромагнетика и металла с сильным спин-орбитальным взаимодействием, количество различных спин-орбитальных и крутильных спиновых моментов определяется симметрией системы [41]. При феноменологическом описании все эти слагаемые входят в уравнение с неизвестными коэффициентами; причём в двумерных системах, как правило, они представляют собой неизвестные функции компонент вектора намагниченности. Это сильно ограничивает область применимости феноменологического подхода для систем со сложной симметрией, например слоистых систем с сильным спин-орбитальным взаимодействием, которые имеют ключевое значение для технологических приложений. Гораздо более быстрая динамика вектора Нееля по сравнению с динамикой вектора намагниченности в ферромагнетике также делает неадиабатические вклады в крутильные спиновые моменты принципиально важными, а это означает, что число неизвестных параметров в феноменологической теории по крайней мере удваивается.

Следует отметить, что использование слоистых антиферромагнитных полупроводников приводит к дополнительным трудностям при описании системы, обусловленным нетривиальной и, как правило, анизотропной зонной структурой. Представленные и многочисленные другие проблемы феноменологического подхода могут быть разрешены в рамках микроскопической теории.

В настоящем обзоре мы рассмотрим основные теоретические результаты, полученные в рамках микроскопи-

ческого анализа двумерных коллинеарных магнитных систем с сильным спин-орбитальным взаимодействием, выполненного с учётом s–d-обменного характера взаимодействия между локализованным магнитным моментом и электронами проводимости [37, 42–55].

В разделе 2 подробно рассматривается микроскопический подход для описания магнитной системы в общем виде. В приближении локального среднего поля в континуальном пределе записана обобщённая формула Кубо–Стреды для тензора спиновых моментов, связывающая локальную неравновесную спиновую поляризацию электронов проводимости с электрическим полем, а также градиентом и производной по времени магнитного параметра порядка.

В разделах 3 и 4 развитая микроскопическая методология используется для анализа модельных двумерных анти- и ферромагнетиков с сильным спин-орбитальным взаимодействием Рашбы в приближении постоянного поля и гауссова беспорядка, обсуждаются вклад электронов проводимости в затухание Гильберта и его анизотропия, а также приводится оценка величин симметричного и антисимметричного (взаимодействие Дзялошинского–Мории) обменных взаимодействий. Результаты для модели двумерного ферромагнетика Рашбы, представленные в разделе 3, явно демонстрируют существенную анизотропию спиновых моментов для систем с сильным спин-орбитальным взаимодействием. В разделе 4 приведён обзор результатов для модельного антиферромагнетика с сильным спин-орбитальным взаимодействием Рашбы в металлическом и полуметаллическом режимах, а также показано, что сильное спин-орбитальное взаимодействие приводит, так же как и в двумерном ферромагнитном материале, к существенной анизотропии спиновых моментов и затухания Гильберта.

2. Микроскопический подход. Вычисление функции отклика

Для описания двумерных магнитных систем в рамках микроскопического анализа рассмотрим s–d-модель двумерного магнетика с одной (ферромагнитная система) и двумя подрешётками (антиферромагнитная система) и локальным обменным взаимодействием между локализованными магнитными моментами S_i и коллективизированными электронами, вклад которого задаётся в гамильтониане выражением

$$H_{sd} = -J_{sd} \sum_i (S_i \sigma)_{\sigma\sigma'} c_{i\sigma}^\dagger c_{i\sigma'}, \quad (1)$$

где $c_{i\sigma}$ и $c_{i\sigma}^\dagger$ соответствуют операторам уничтожения и рождения электрона с проекцией спина σ на i -м узле решётки, компонентами вектора $\sigma = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ являются матрицы Паули, действующие на спиновый индекс электронов проводимости, J_{sd} — величина s–d-обменного взаимодействия. Ввиду наличия слагаемого (1) эволюция локализованного магнитного момента определяется уравнением

$$\frac{\partial S_i}{\partial t} = \frac{J_{sd}}{\hbar} S_i \times s_i, \quad (2)$$

где $s_i = \langle c_{i\sigma}^\dagger \sigma_{\sigma\sigma'} c_{i\sigma'} \rangle$, угловые скобки соответствуют усреднению по основному состоянию гамильтониана коллек-

тивизированных электронов. В континуальном приближении предполагается, что локальные магнитные моменты, как и спиновые плотности электронов проводимости, изменяются на атомных масштабах незначительно и они могут быть записаны как $s(\mathbf{r}) = \mathcal{A}^{-1} \sum_i s_i$, где $\mathcal{A}$ — площадь элементарной ячейки.

Для простоты дальнейшего обсуждения ограничимся рассмотрением однодоменного магнитного материала, т.е. в случае ферромагнетика будем предполагать, что все спины ориентированы одинаково, а их абсолютные значения равны, $S_i = S$; а в случае антиферромагнетика с двумя подрешётками, А и В, будем предполагать, что на соседних узлах спины противоположно направлены, $S^A = -S^B = S$. При предположении $|S| = S \gg 1$ величина $\Delta_{sd} = |J_{sd}|S$ определяет энергетический масштаб s–d-взаимодействия. Динамика локализованных магнитных моментов, как правило, значительно более медленная, чем у электронов проводимости, что делает возможным описание магнитной подсистемы в терминах классического векторного поля $\mathbf{m}(\mathbf{r}) = S/S$.

В приближении среднего поля неравновесная спиновая поляризация электронов проводимости $s(\mathbf{r}, t)$ возникает как отклик на изменение как классического поля $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$ (здесь и далее под $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$ мы понимаем намагниченность ферромагнетика или каждой из подрешёток антиферромагнетика), так и внешнего электрического поля $\mathbf{E}(t)$ и является, как правило, сильно нелокальной по пространственным и временным координатам. Однако при предположении, что намагниченность ферромагнетика (или каждой из подрешёток антиферромагнетика), а также вектор напряжённости электрического поля являются достаточно гладкими функциями и изменяются незначительно на масштабах, определяемых временем рассеяния электронов проводимости и длиной их свободного пробега, можно воспользоваться градиентным разложением, которое учитывает нелокальный характер функции отклика приближённо. В этом случае неравновесная спиновая поляризация может быть представлена в следующем виде:

$$s_\alpha = g_{\alpha\beta} \partial_i m_\beta + K_{\alpha\beta} E_\beta + R_{\alpha\beta\gamma\delta} E_\beta \nabla_\gamma m_\delta + \dots \quad (3)$$

В выражении (3) первое слагаемое определяет вклад электронов проводимости в затухание Гильберта, а второе и третье относятся к спин-орбитальным и крутильным спиновым моментам в полном согласии с принятой классификацией, обсуждавшейся ранее.

Вычисление функции отклика. Как отмечалось выше, коллективная динамика магнитного материала описывается уравнением (2), которое соответствует микроскопическому уравнению Ландау–Лифшица–Гильберта

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = \gamma \mathbf{h}_{\text{eff}} \times \mathbf{m} + \mathbf{T}, \quad (4)$$

где γ — гиромагнитное отношение, $\mathbf{h}_{\text{eff}} = -\delta \mathcal{F} / \delta \mathbf{m}$ определяет создаваемое локализованными электронами эффективное магнитное поле, значение которого находится из выражения микромагнитной энергии $\mathcal{F}[\mathbf{m}]$, обычно записываемого с помощью модели Гейзенберга. Слагаемое в правой части $\mathbf{T} = \kappa \mathbf{s} \times \mathbf{m}$ с учётом разложения (3) аккумулирует так называемые спиновые моменты, где $\kappa = \Delta_{sd} \mathcal{A} / \hbar$.

Для того чтобы выразить тензоры $g_{\alpha\beta}$, $\mathcal{K}_{\alpha\beta}$, а также $\mathcal{R}_{\alpha\beta\gamma\delta}$, определяемые уравнением (3), в явном виде, предположим, что H_0 соответствует гамильтониану электронов проводимости, и рассмотрим отклик спиновой плотности $\mathbf{s}(\mathbf{r}, t)$ на 1) медленное отклонение вектора намагниченности от положения равновесия $\delta\mathbf{m}(\mathbf{r}, t) \approx (t - t_0)\partial_t\mathbf{m}$, внешнее электрическое поле $\mathbf{E}(t)$ как 2) для однородного $\mathbf{m}$, так и 3) для неоднородного профиля намагниченности $\delta\mathbf{m}(\mathbf{r}, t) \approx (\mathbf{r} - \mathbf{r}_0)\nabla\mathbf{m}$. Случаям 1 и 3 соответствует наличие возмущения в гамильтониане $\delta U(\mathbf{r}, t) = -A_{sd}\boldsymbol{\sigma}\delta\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$, как следует из выражения s-d-обменного взаимодействия, а в случае 2 этот вклад $\delta U(\mathbf{r}, t) = -\mathbf{j}\mathbf{A}/c$, где $\mathbf{j}$ — вектор плотности тока, $\mathbf{A}(t)$ — вектор-потенциал внешнего электромагнитного поля, c — скорость света в вакууме.

В качестве механизма релаксации мы рассмотрим рассеяние на скалярном гауссовом беспорядке, полностью определяемом коррелятором $\langle V(\mathbf{r}_1)V(\mathbf{r}_2) \rangle = V_0\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$, причём в случае ферромагнитного материала выберем $V_0 = \hbar^2/(m_e\tau)$, а в случае антиферромагнитного — $V_0 = 2\pi\alpha_d(\hbar v)^2$. Здесь m_e и τ — масса электрона и время рассеяния, v и α_d соответствуют характерной скорости и относительной силе беспорядка.

Спиновую поляризацию электронов проводимости в точке $\mathbf{r}$ в момент времени t можно вычислить, используя её явное определение в терминах функций Грина,

$$\delta s_x(\mathbf{r}, t) = -\frac{i}{2} \text{Tr} [\sigma^x \delta \mathcal{G}^<(\mathbf{r}t, \mathbf{r}t)], \quad (5)$$

где $\mathcal{G}^< = (\mathcal{G}^K - \mathcal{G}^R + \mathcal{G}^A)/2$ выражается через келдышевскую $\mathcal{G}^K$, запаздывающую $\mathcal{G}^R$ и опережающую $\mathcal{G}^A$ функции Грина электронов проводимости. Если система находится в поле некоторого потенциала $\delta U(\mathbf{r}, t)$, то, используя явный вид уравнения Дайсона, в первом порядке теории возмущений можно получить

$$\delta \mathcal{G}(\mathbf{r}_1 t_1, \mathbf{r}_2 t_2) = \int d^2\tilde{r} \oint_{C_K} dt G(\mathbf{r}_1 t_1, \mathbf{r}t) \delta U(\mathbf{r}t) G(\mathbf{r}t, \mathbf{r}_2 t_2), \quad (6)$$

где предполагается интегрирование по келдышевскому контуру C_K , $G(\mathbf{r}_1 t_1, \mathbf{r}_2 t_2) = G(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2, t_1 - t_2)$ — одночастичная функция Грина электронов проводимости,

$$\hat{G} = \begin{pmatrix} \hat{G}^R & \hat{G}^K \\ 0 & \hat{G}^A \end{pmatrix}, \quad \hat{G}^R(\varepsilon) = (\varepsilon - \hat{H}_0 + i0)^{-1}, \quad (7)$$

где ε — энергия. С помощью (6) можно получить выражение для поправки

$$\delta \mathcal{G}^<(\mathbf{r}t, \mathbf{r}t) = \int d^2\tilde{r} \int_{-\infty}^{\infty} d\tilde{t} [G^R(\mathbf{r}t, \tilde{\mathbf{r}}\tilde{t}) \delta U(\tilde{\mathbf{r}}\tilde{t}) G^<(\tilde{\mathbf{r}}\tilde{t}, \mathbf{r}t) + G^<(\mathbf{r}t, \tilde{\mathbf{r}}\tilde{t}) \delta U(\tilde{\mathbf{r}}\tilde{t}) G^A(\tilde{\mathbf{r}}\tilde{t}, \mathbf{r}t)]. \quad (8)$$

Стоит отметить, что в случае равновесных систем с учётом флуктуационно-диссипативной теоремы и преобразования Вигнера имеем

$$G_p^<(\varepsilon) = [G_p^A(\varepsilon) - G_p^R(\varepsilon)] f(\varepsilon) = \int_{-\infty}^{\infty} dt G_p^<(t) \exp\left(\frac{i\varepsilon t}{\hbar}\right). \quad (9)$$

Здесь мы ввели распределение Ферми–Дирака $f(\varepsilon) = 1/\{1 + \exp[(\varepsilon - \mu)/T]\}$, μ — химический потенциал,

T — температура в энергетических единицах, т.е. мы положили постоянную Больцмана $k_B = 1$.

Рассмотрим случай, когда система находится в монохроматическом поле электромагнитного излучения $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E} \exp(-i\omega t)$. Тогда потенциал принимает вид $\delta U(t) = iU_0 \exp(-i\omega t)/\omega$, где $U_0 = \mathbf{j}\mathbf{E}$, $\mathbf{j} = -e\nabla_p H_0$, e — заряд электрона. Вычисление поправки по формуле (8) приводит к

$$\delta \mathcal{G}^<(\mathbf{r}t, \mathbf{r}t) = -\frac{i \exp(-i\omega t)}{\omega} \int \frac{d^2 p}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\varepsilon}{2\pi} [G_p^R(\varepsilon_+) \times \\ \times U_0 G_p^<(\varepsilon_-) + G_p^<(\varepsilon_+) U_0 G_p^A(\varepsilon_-)], \quad (10)$$

где $\varepsilon_{\pm} = \varepsilon \pm \hbar\omega/2$. Переходя к пределу постоянного поля $\omega \rightarrow 0$, формулу (9) можно представить в виде

$$\delta \mathcal{G}^<(\mathbf{r}t, \mathbf{r}t) = \int \frac{d^2 p}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\varepsilon}{2\pi} [\delta \mathcal{G}^{(1)} + \delta \mathcal{G}^{(2)}]. \quad (11)$$

Полученное выражение соответствует так называемой формуле Кубо–Стреды, где слагаемое

$$\delta \mathcal{G}^{(1)} = \frac{f(\varepsilon)}{2i} \left[G^R U_0 \frac{\partial G_p^R}{\partial \varepsilon} - \frac{\partial G_p^R}{\partial \varepsilon} U_0 G^R - (R \leftrightarrow A) \right] \quad (12)$$

обусловлено интегрированием по всем допустимым значениям ε , так называемый вклад Стреды [56]; а слагаемое

$$\delta \mathcal{G}^{(2)} = i \frac{\partial f(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \left[G^R U_0 G^A - \frac{1}{2} G^R U_0 G^R - \frac{1}{2} G^A U_0 G^A \right] \quad (13)$$

определяет интегрирование по поверхности Ферми, которое при $T = 0$ сводится к замене ε энергией Ферми ε_F . В уравнениях (12) и (13) для краткости мы ввели обозначение $G^{R|A} = G_p^{R|A}(\varepsilon)$.

Примечательно, что в выражении (12) каждое слагаемое представляет собой произведение запаздывающих или опережающих функций Грина. В этом случае полюсы подынтегральной функции располагаются по одну сторону от мнимой плоскости, делая вклад Стреды малым в пределе слабого беспорядка [37, 57]. Между тем, не имея классического аналога, этот вклад оказывается достаточно важным, когда спектр системы является щелевым и энергия Ферми расположена точно в щели, о чём будет упомянуто ниже. В дальнейших аналитических расчётах будем полагать, что энергия Ферми расположена достаточно далеко от щели, другими словами, будем работать в металлическом режиме и пренебрегать поправкой Стреды (12). Схожие рассуждения могут быть применены к двум последним слагаемым в уравнении (13), поэтому спин-орбитальные моменты в системе главным образом определяются тензором [37]

$$\mathcal{K}_{\alpha\beta} = \frac{e}{4\pi} \int \frac{d^2 p}{(2\pi)^2} \text{Tr} [\sigma_{\alpha} g^R v_{\beta}^{\text{vc}} g^A]. \quad (14)$$

При выводе выражения (14) предполагалось, что намагниченность может считаться практически однородной на масштабах, определяемых длиной свободного пробега электрона. Проведя схожие выкладки при $T = 0$ в постоянном электрическом поле $\mathbf{E}$ согласно формуле

Кубо, запишем выражение для крутильных спиновых моментов [54]

$$\mathcal{R}_{\alpha\beta\gamma\delta} = i \frac{eA\Delta_{sd}^2}{2\pi\hbar S} \int \frac{d^2p}{(2\pi)^2} \text{Tr} [g^A \hat{T}_\alpha^{vc} g^R v_\beta^{vc} g^A \sigma_\delta g^A v_\gamma - \text{h.c.}], \quad (15)$$

где оператор скорости $\mathbf{v}$, как и в (14), приобретает верхний индекс vc , соответствующий значению оператора с учётом вершинной поправки от суммирования примесной лестницы. В свою очередь $g^{R/A} = \langle G^{R/A} \rangle$ соответствуют гриновским функциям электронов проводимости, усреднённым по беспорядку, а $\mathbf{T} = \boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{m}$. Наконец, затухание Гильберта выражается в виде [54]

$$g_{\alpha\beta} = \frac{A\Delta_{sd}^2}{2\pi\hbar^2 S} \int \frac{d^2p}{(2\pi)^2} \text{Tr} [g^A \hat{T}_\alpha^{vc} g^R \sigma_\beta]. \quad (16)$$

3. Двумерный ферромагнетик Рашбы

В данном разделе мы проведём обзор результатов, полученных в рамках методологии, представленной в разделе 2, на примере двумерного ферромагнетика с сильным спин-орбитальным взаимодействием Рашбы.

3.1. Взаимодействие Дзялошинского – Мории

С микроскопической точки зрения появление в кристаллах без центра инверсии взаимодействия Дзялошинского – Мории, на возможность существования которого впервые было указано в [58], обусловлено наличием спин-орбитального взаимодействия [59]. Для определения его величины в системах с магнитным порядком достаточно рассмотреть s – d -модель, описанную в разделе 2, с гамильтонианом электронов проводимости в виде

$$H = \xi_p + \alpha_R \zeta_p [\mathbf{p} \times \boldsymbol{\sigma}]_z + A_{sd} \mathbf{m}(\mathbf{r}, t) \boldsymbol{\sigma}, \quad (17)$$

где ξ_p и ζ_p — аналитические функции абсолютной величины импульса $\mathbf{p} = (p_x, p_y)$ — определяют кинетическую энергию, а также спин-орбитальное взаимодействие Рашбы, характеризующееся параметром α_R . Здесь, как и ранее, последнее слагаемое в правой части (17) соответствует эффективному s – d -обменному взаимодействию величиной A_{sd} , а вектор матриц Паули $\boldsymbol{\sigma}$ действует в пространстве спиновых индексов. Полагая, что ферромагнитный материал находится при температуре, существенно меньшей его температуры Кюри, локализованные магнитные моменты можно описать в терминах непрерывного векторного поля единичной длины, $|\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)| = 1$.

В континуальном пределе вклад антисимметричного обменного взаимодействия Дзялошинского – Мории в плотность микромагнитной свободной энергии определяется $w_{DM} = D(A_{yz}^{(y)} - A_{zx}^{(x)})$, где параметр D соответствует величине взаимодействия, $A_{ij}^{(k)} = m_i \nabla_k m_j - m_j \nabla_k m_i$ — инварианты Лифшица. Как несложно увидеть, взаимодействие w_{DM} линейно по отношению к первым пространственным производным вектора намагниченности $\mathbf{m}$. В свою очередь симметричное обменное взаимодействие $w_{ex} = A(|\nabla_x \mathbf{m}|^2 + |\nabla_y \mathbf{m}|^2)$, величина которого определяется параметром A , обусловлено слагаемыми, квадратичными по отношению к первым пространственным производным вектора $\mathbf{m}$. Отметим, что соотношение

между D и A играет ключевую роль в формировании киральных магнитных структур, таких как магнитный скирмион или магнитный солитон, определяя их стабильность и размер [43, 44].

Для того чтобы определить вклад, обусловленный взаимодействием Дзялошинского – Мории, воспользуемся разложением большого термодинамического потенциала Ω и будем учитывать слагаемые, линейные по первым пространственным производным вектора намагниченности, что позволяет не предполагать заранее форму симметрии конечного результата. Плотность термодинамического потенциала Ω в точке $\mathbf{r}$ определяется выражением

$$\Omega = -T \int \frac{d\varepsilon}{2\pi i} \text{Tr} [G^A(\mathbf{r}, \mathbf{r}) - G^R(\mathbf{r}, \mathbf{r})] g(\varepsilon), \quad (18)$$

где $g(\varepsilon) = \ln \{1 + \exp[(\mu - \varepsilon)/T]\}$, $G^{R/A} = (\varepsilon - H \pm i0)^{-1}$ — запаздывающая и опережающая функции Грина соответственно для системы электронов, задаваемой гамильтонианом (17). Используя уравнение Дайсона, в первом порядке теории возмущений находим функцию

$$\Omega[\mathbf{m}] = \sum_{\alpha\beta} \Omega_{\alpha\beta}^{DM} \nabla_\alpha m_\beta. \quad (19)$$

Выражение (19) получено с учётом малых отклонений вектора намагниченности $\mathbf{m}(\mathbf{r}) \approx \mathbf{m}(\mathbf{r}_0) + (\mathbf{r} - \mathbf{r}_0) \nabla_{\mathbf{r}} \mathbf{m}(\mathbf{r}_0)$ от положения равновесия в последнем слагаемом в формуле (17). Для простоты дальнейшего изложения будем полагать $\mathbf{m} = \mathbf{m}(\mathbf{r}_0)$.

Вид тензора $\Omega_{\alpha\beta}^{DM}$, задаваемый соотношением (19), может быть точно найден из соотношения

$$\Omega_{\alpha\beta}^{DM} = \frac{T\Delta_{sd}}{2\pi\hbar} \text{Re} \int g(\varepsilon) d\varepsilon \int \frac{d^2p}{(2\pi)^2} \times \\ \times \text{Tr} [G^R \sigma_\beta G^R v_\alpha G^R - G^R v_\alpha G^R \sigma_\beta G^R], \quad (20)$$

здесь G^R — запаздывающая функция Грина гамильтониана (17) с однородной фоновой намагниченностью $\mathbf{m}$, скорость $\mathbf{v} = \nabla_{\mathbf{p}} H$ [46]. С учётом этого соотношения величина взаимодействия Дзялошинского – Мории может быть выражена как

$$D = \frac{\alpha_R A_{sd}}{8\pi\hbar} \frac{\partial}{\partial A_{sd}} \left(\int_0^\infty \frac{f_- - f_+}{A_{sd}} \zeta_p \xi_p' p^2 dp \right), \quad (21)$$

где $f_\pm = f(\xi_p \pm A_{sd})$, $f(\varepsilon)$ — распределение Ферми – Дирака, $\xi_p' = \partial \xi_p / \partial p$. В частности, для модели Бычкова – Рашбы с квадратичным законом $\xi_p = p^2/(2m_c)$ и $\zeta_p = 1$ при $T = 0$ получаем

$$D = \frac{m_c \alpha_R A_{sd}}{8\pi\hbar} \left(1 - \frac{\mu^2}{A_{sd}^2} \right), \quad \text{когда} \quad |\mu| < A_{sd}, \quad (22)$$

и $D = 0$ в противном случае. Отметим, что для модели Бычкова – Рашбы константы симметричного и антисимметричного обменного взаимодействия связаны соотношением $A = \hbar D / (4m_c \alpha_R)$ [46].

Результаты численного интегрирования выражения (21) для расчёта константы антисимметричного обменного взаимодействия в двумерном магнетике Рашбы в зависимости от температуры представлены на рис. 1. Как

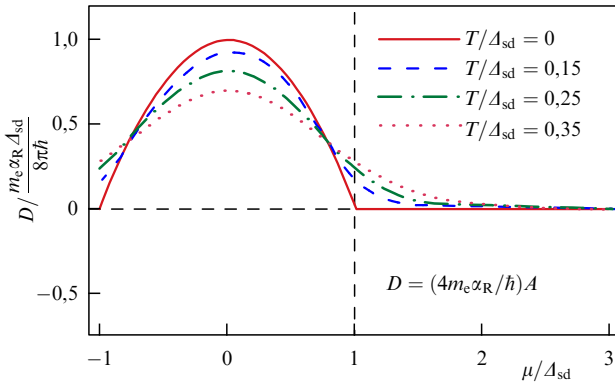


Рис. 1. Взаимодействие Дзялошинского–Мории в двумерном ферромагнетике Рашбы, полученное в рамках численного решения уравнения (21) для различных значений температур. Константа антисимметричного обменного взаимодействия D отлична от нуля лишь в полуметаллическом режиме при $T = 0$, в то время как с возрастанием температуры взаимодействие Дзялошинского–Мории проявляется и в металлической фазе [46].

видно, в пределе нулевой температуры, $T = 0$, константа взаимодействия Дзялошинского–Мории D отлична от нуля только в полуметаллическом режиме, $|\mu/A_{sd}| < 1$, что совпадает с результатами аналитических расчётов в модели Бычкова–Рашбы.

3.2. Спин-орбитальные спиновые моменты

Внёмся к модели электронов проводимости, задаваемой гамильтонианом (17), выберем ось $\hat{z}$, перпендикулярную плоскости рассматриваемой структуры, и будем считать, что ферромагнитный материал расположен в плоскости $z = 0$. Для тока, протекающего в плоскости магнитной структуры, мы можем воспользоваться выражением (14) для вычисления спин-орбитальных моментов в системе.

Прежде чем перейти непосредственно к обсуждению результатов, заметим: симметричный анализ модели (17) со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы позволяет заключить, что спин-орбитальные спиновые моменты характеризуются в общем случае четырьмя коэффициентами, которые в рамках феноменологического подхода являются неизвестными функциями компонент вектора намагниченности [41]. Действительно, спин-орбитальные моменты можно представить в виде $\mathbf{T}^{\text{SOT}} = \mathbf{T}_{\parallel}^{\text{SOT}} + \mathbf{T}_{\perp}^{\text{SOT}}$, причём

$$\mathbf{T}_{\parallel}^{\text{SOT}} = a\mathbf{m} \times (\hat{z} \times \mathbf{E}) + c\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \hat{z})(\mathbf{m}\mathbf{E}) \quad (23)$$

определяет диссипативный (damping-like) вклад в спин-орбитальные моменты, иными словами изменяет знак при инверсии времени, а

$$\mathbf{T}_{\perp}^{\text{SOT}} = b\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times (\hat{z} \times \mathbf{E})) + d(\mathbf{m} \times \hat{z})(\mathbf{m}\mathbf{E}) \quad (24)$$

соответствует полювому (field-like) вкладу, являющемуся чётным при изменении знака времени. Здесь $\mathbf{E} = (E_x, E_y)$ — вектор напряжённости электрического поля, ориентированный параллельно плоскости образца. Небезынтересно, что функциональная зависимость коэффициентов $a(\theta)$, $b(\theta)$, $c(\theta)$ и $d(\theta)$ определяется лишь полярным углом, образованным вектором намагниченности и осью $\hat{z}$. Отметим, что в металлическом режиме $\varepsilon_F \gg \hbar/\tau$, где τ соответствует характерному времени рассеяния электро-

нов, эти коэффициенты характеризуются практически постоянными значениями, вне зависимости от модели беспорядка, используемой при вычислениях.

Предположим наиболее общую ориентацию вектора намагниченности и выберем систему координат, в которой ось x сонаправлена с проекцией вектора намагниченности на плоскость ферромагнитного материала, т.е. $\mathbf{m} = (m_x, 0, m_z)$, кроме того, будем рассматривать добавку, обусловленную $A_{sd}m_x\sigma_x$, пертурбативно. Разложение в ряд теории возмущений в данном случае эквивалентно разложению по степеням $m_x A_{sd}/A_S$, где $A_S = (m_z^2 A_{sd}^2 + 2\varepsilon_F m_e \alpha_R^2)^{1/2}$ [37]. Для достаточно разделённых подзон, $A_S \gg \hbar/\tau$, коэффициенты b и d меньше a и c в уравнениях (23) и (24). В явном виде

$$a = \kappa m_e \frac{e\tau\alpha_R}{4\pi\hbar} [1 + \mu_z^2 - \mu_x^2 \mu_z^2 (1 + 3\mu_z^2)], \quad (25)$$

$$b = \kappa m_e \frac{e\alpha_R}{4\pi} \frac{\hbar A_{sd}}{A_S^2} [1 + \mu_x^2 (1 - 2\mu_z^2)], \quad (26)$$

$$c = -\kappa m_e \mu_z^2 \frac{e\tau\alpha_R}{4\pi\hbar} \frac{A_{sd}^2}{A_S^2} [3 + \mu_z^2 + 2\mu_x^2 (2 - 3\mu_z^2)], \quad (27)$$

$$d = \kappa m_e \frac{e\alpha_R}{4\pi} \frac{\hbar A_{sd}}{A_S^2} \left[1 + \mu_z^2 - 3\mu_z^4 - \mu_x^2 (1 - 3\mu_z^2) + \frac{2A_{sd}^2}{A_S^2} (1 - 2\mu_z^2) \right], \quad (28)$$

где вектор $\boldsymbol{\mu} = A_{sd}\mathbf{m}/A_S$. Из выражений для коэффициентов несложно увидеть, что при $A_{sd} \ll A_S$ зависимость от полярного угла становится слабо выраженной и параметры a , b , c и d принимают практически постоянные значения. В свою очередь a и c явно зависят от времени рассеяния τ , что определяет, как отмечалось выше, диссипативный характер $\mathbf{T}_{\parallel}^{\text{SOT}}$.

Несмотря на то что представленные результаты являются универсальными, т.е. не зависят от характера беспорядка, ограничением данного подхода является тот факт, что вычисление значения коррелятора $K_{\alpha\beta}$ выполняется в приближении непересекающихся диаграмм. Действительно, как продемонстрировано в работах [60, 61], в рамках микроскопического анализа таких корреляторов должно также учитываться косое рассеяние на редких примесных конфигурациях, когда расстояние между некоторыми двумя примесями соизмеримо с дебройлевской длиной волны электрона. Однако подчеркнём, что расчёт в рамках самосогласованного борновского приближения, как реализовано выше, является полностью последовательным в ведущем порядке по $\varepsilon_F \gg \hbar/\tau$.

Отметим, что результаты, полученные для спин-орбитальных спиновых моментов, являются точными в металлическом пределе $\varepsilon_F > A_{sd}$, когда мы можем пренебречь топологическим вкладом Стреды (12) ввиду исчезающе малого значения кривизны Берри.

Стоит особо оговорить следующее: в отсутствие спин-орбитального взаимодействия ($\alpha_R = 0$) неравновесная спиновая поляризация электронов проводимости δs , заданная уравнением (5), становится пропорциональной числу электронов в направлении вектора намагниченности образца $\mathbf{m}$, что можно трактовать как наличие диффузионного полюса при вычислении соответствующих диаграмм, и создаёт необходимость тщательно учитывать вершинные поправки. Оказывается, можно фор-

мально учесть все порядки по m_x , записав оператор скорости с просуммированной примесной лестницей в (14) и заменив соответствующие гриновские функции теми, которые получены с учётом беспорядка, что приводит к следующему выражению для тензора спин-орбитальных спиновых моментов:

$$\mathcal{K} = \frac{em_e\alpha_R}{2\pi} \begin{pmatrix} 0 & \tau \\ -\tau & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (29)$$

Как несложно заметить, $\mathcal{K}$ оказывается не зависящим от величины обменного взаимодействия и ориентации вектора намагниченности, а ненулевые компоненты тензора возникают даже в случае, когда в системе нет s–d-обменного взаимодействия [62–64].

3.3. Крутильные спиновые моменты

Рассмотрим механизм генерации крутильных спиновых моментов, в котором намагниченность структуры $\mathbf{m}$ заставляет спины электронов, дрейфующих под влиянием внешнего электрического поля $\mathbf{E}$ в подложке или в самом магнитном материале, поляризоваться, а затем влиять на динамику самого вектора намагниченности. В качестве модельной системы рассмотрим двумерный ферромагнетик со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы, гамилтониан которого определяется уравнением (17), при наличии скалярного гауссова беспорядка. Ниже мы приводим обзор наиболее значимых теоретических результатов, полученных при предположении, что мы работаем, как и в случае спин-орбитальных спиновых моментов, в металлическом режиме.

В двумерном ферромагнетике Рашбы при произвольной ориентации вектора намагниченности крутильные спиновые моменты

$$\mathbf{T}^{\text{STT}} = \xi_0 \partial_v \mathbf{m} - \xi_{\parallel} (\mathbf{m} \times \partial_v \mathbf{m}_{\parallel}) - \xi_{\perp} (\mathbf{m} \times \partial_v \mathbf{m}_{\perp}) \quad (30)$$

и затухание Гильберта

$$\mathbf{T}^{\text{GD}} = \xi_0 \partial_t \mathbf{m} - \xi_{\parallel} (\mathbf{m} \times \partial_t \mathbf{m}_{\parallel}) - \xi_{\perp} (\mathbf{m} \times \partial_t \mathbf{m}_{\perp}), \quad (31)$$

определяются коэффициентами $\xi_i = \xi_i(\mathbf{m})$, причём $\partial_v = (\mathbf{v}_d \nabla)$, где $\mathbf{v}_d = e\hbar\tau\mathbf{E}/m$ соответствует классической скорости дрейфа электронов в электрическом поле, в то время как $\mathbf{m} = \mathbf{m}_{\parallel} + \mathbf{m}_{\perp}$ с $\mathbf{m}_{\perp} = \dot{\theta} \cos \theta$. Отметим, что для удобства расчётов слагаемое $\xi_0 \partial_v \mathbf{m}$ было включено в определение затухания Гильберта (31), однако вследствие чётности этого слагаемого по отношению к обращению времени его влияние сводится к перенормировке спина в уравнении Ландау–Лифшица–Гильберта, т.е. оно не приводит к собственно затуханию. Особо оговорим, что мы включили гауссов беспорядок в качестве физического механизма, обеспечивающего релаксацию импульса. Это связано с тем, что как крутильные спиновые моменты, так и тензор проводимости и затухание Гильберта содержат существенно диссипативные компоненты.

Вращательная и ориентационная анизотропии, возникающие в выражении для спиновых моментов, являются следствием того факта, что наличие спин-орбитального взаимодействия типа Рашбы выделяет направление, перпендикулярное двумерной плоскости структуры. Ориентационная анизотропия $\xi_i(\mathbf{m})$ определяется

всеми элементами пространственной группы симметрии системы. В случае $C_{\infty v}$, т.е. модели (17), коэффициенты $\xi_i(m_z)$ определяются лишь полярным углом вектора намагниченности. Как несложно увидеть, выражение для крутильных спиновых моментов содержит адиабатический $\propto (\mathbf{E}\mathbf{V})\mathbf{m}$ и неадиабатический $\propto \mathbf{m} \times (\mathbf{E}\mathbf{V})\mathbf{m}$ вклады. Когда в системе нет спин-орбитального взаимодействия, физическая интерпретация первого из них становится достаточно наглядной и интуитивно понятной: поскольку спины электронов проводимости адиабатически следуют направлению локальной намагниченности, соответствующее изменение их углового момента передаётся магнитной текстуре.

Ещё одно замечательное свойство записи в форме (30), (31) заключается в том, что она даёт простую и точную связь между неадиабатическим крутильным спиновым моментом и затуханием Гильберта, имеющую важное значение для индуцированного током движения магнитных текстур, включая доменные стенки и скирмионы. Действительно, в движущейся системе отсчёта обе составляющие неадиабатического момента, определяемые коэффициентами $\xi_{\parallel}$ и $\xi_{\perp}$, точно сокращаются соответствующими членами в выражении затухания Гильберта. Следовательно, если влияние других моментов на движение магнитной текстуры незначительно, то её конечная скорость в движущейся системе отсчёта должна исчезнуть в отсутствие магнитного поля. Это означает, что в лабораторной системе отсчёта текстура движется с универсальной дрейфовой скоростью электронов v_d . Таким образом, естественно, анализ динамики магнитной текстуры удобно проводить в движущейся системе отсчёта, где неадиабатический момент, связанный с передачей спина, отсутствует.

Коэффициенты ξ_0 , $\xi_{\parallel}$ и $\xi_{\perp}$, определяющие крутильные спиновые моменты и затухание Гильберта согласно выражениям (30) и (31), могут быть найдены посредством численного интегрирования уравнения (15) для $\mathcal{R}_{\alpha\beta\gamma\delta}$. В частности, на рис. 2 показаны величины коэффициентов для трёх направлений вектора $\mathbf{m}$, включая намагниченность, перпендикулярную плоскости структуры ($\theta = 0$) и лежащую в её плоскости ($\theta = \pi/2$), а также общий случай (в целях иллюстрации нами выбрано значение $\theta = 2\pi/5$), которые полностью согласуются с асимптотическими значениями [54], вычисленными в пределах слабого спин-орбитального и слабого s–d-обменного взаимодействий.

Если в системе отсутствует спин-орбитальное взаимодействие Рашбы ($\alpha_R = 0$), то вклад в затухание Гильберта, обусловленный электронами проводимости, так же как и неадиабатический крутильный спиновый момент, отсутствует, а

$$\xi_0 = \frac{A_{sd}Am}{2\pi\hbar^2 S}, \quad \xi_{\parallel} = \xi_{\perp} = 0. \quad (32)$$

Параметр $\xi_0 = -\delta S_{\text{eff}}/S$ определяет эффективную перенормировку спина в уравнении Ландау–Лифшица–Гильберта, физически означающую, что определённая доля электронов проводимости становится связанной с локализованным моментом. В самом деле, в отсутствие спин-орбитального взаимодействия электроны проводимости поляризованы по направлению вектора намагниченности или в противоположном направлении, т.е. суммарный спин электронов на элементарную ячейку в

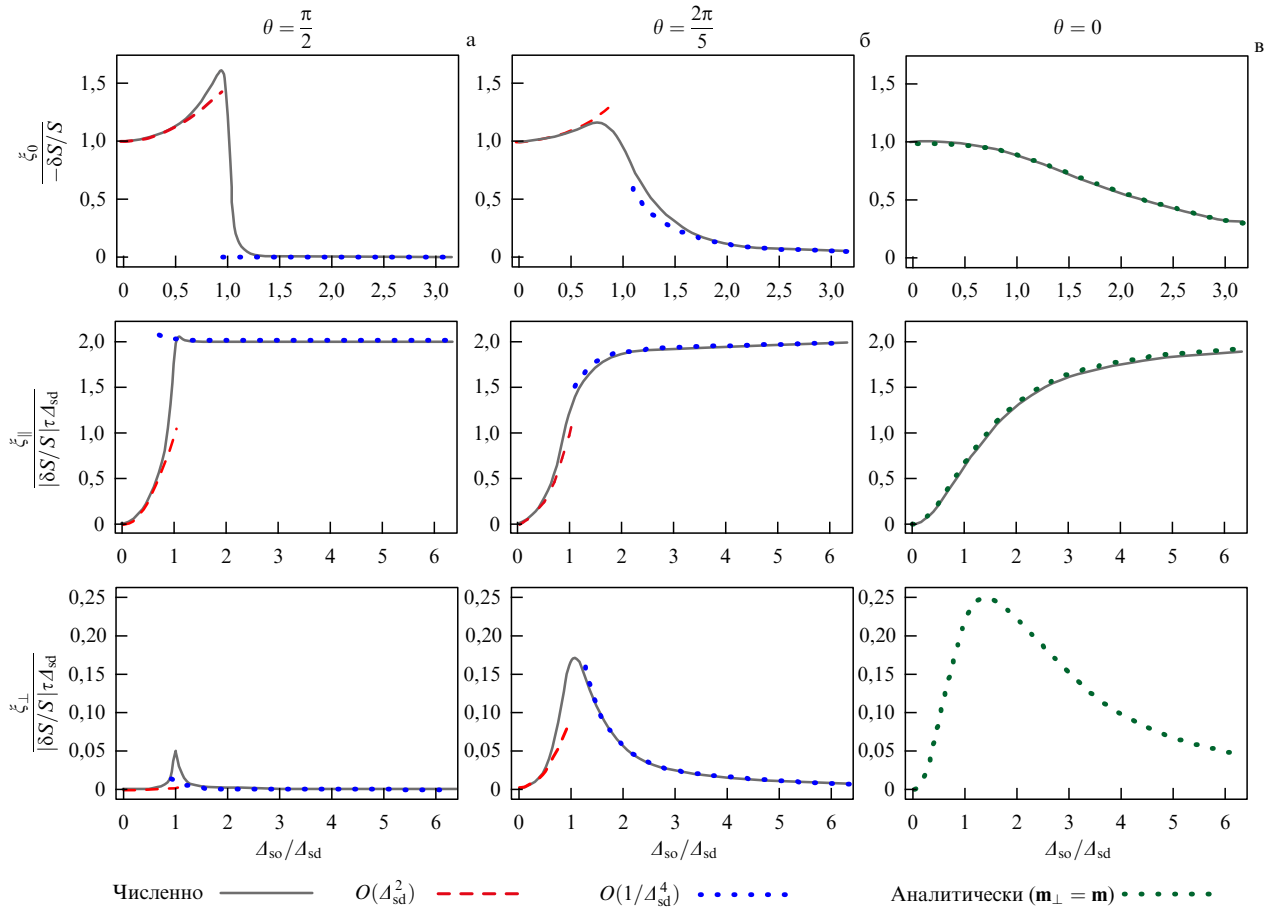


Рис. 2. (В цвете онлайн.) Коэффициенты ξ_0 , $\xi_{\parallel}$, $\xi_{\perp}$, определяющие крутильные спиновые моменты и затухание Гильберта в двумерном ферромагнетике Рашбы для вектора намагниченности: находящегося в плоскости структуры, $\theta = \pi/2$ (а), перпендикулярного ей, $\theta = 0$ (в), и с произвольной, выбранной нами, ориентацией, $\theta = 2\pi/5$ (б). Результаты численного интегрирования выражения (15) показаны сплошной чёрной кривой. Выделены два асимптотических предела слабого спин-орбитального взаимодействия (красная штриховая кривая) и слабого s-d-обменного взаимодействия (синие кружки). Отметим, что для вектора намагниченности, перпендикулярного плоскости ферромагнетика, можно определить точное аналитическое решение (34)–(36) (показанное зелёными кружками).

точности выражается в виде

$$\delta S = \delta S_{\uparrow} - \delta S_{\downarrow} = -\frac{\Delta_{sd} \mathcal{A} m}{2\pi \hbar^2} = -\xi_0 S. \quad (33)$$

Если вектор намагниченности ферромагнитного материала перпендикулярен плоскости структуры, $\mathbf{m} = \mathbf{m}_{\perp}$, то

$$\xi_0 = -\frac{\delta S}{S} \left[1 - \frac{(\tau \Delta_{so}^2 / \hbar)^2}{\Delta_{sd}^2 + \tau^2 (2\Delta_{sd}^2 + \Delta_{so}^2) / \hbar^2} \right], \quad (34)$$

$$\xi_{\parallel} = \left| \frac{\delta S}{S} \right| \frac{\tau \Delta_{sd}}{\hbar} \frac{\Delta_{so}^2 [1 + 2\tau^2 (2\Delta_{sd}^2 + \Delta_{so}^2) / \hbar^2]}{\Delta_{sd}^2 + \tau^2 (2\Delta_{sd}^2 + \Delta_{so}^2) / \hbar^2}, \quad (35)$$

$$\xi_{\perp} = \left| \frac{\delta S}{S} \right| \frac{\tau \Delta_{sd}}{2\hbar} \frac{\Delta_{so}^2 [1 + (2\tau \Delta_{sd} / \hbar)^2]}{\Delta_{sd}^2 + \tau^2 (2\Delta_{sd}^2 + \Delta_{so}^2) / \hbar^2}, \quad (36)$$

где $\Delta_{so} = \sqrt{2\varepsilon_F m_e \alpha_R^2}$. Заметим, что для фиксированного направления $\mathbf{m} = \mathbf{m}_{\perp}$ нельзя сделать заключение о $\xi_{\perp}$, поскольку данная величина определяет множитель перед $\mathbf{m} \times \delta \mathbf{m}_{\perp}$ и может в принципе принимать произвольное значение; тем не менее аналитическое выражение $\xi_{\perp}$ может быть найдено в пределе $\theta \rightarrow 0$.

Завершая этот раздел, отметим, что полученные здесь и далее формулы спин-орбитальных и крутильных спиновых моментов могут быть эквивалентным образом

представлены в терминах внешнего электрического тока с использованием явного выражения $\mathbf{E} = \hat{\sigma}^{-1} \mathbf{j}$, где $\hat{\sigma}$ — тензор проводимости материала.

4. Двумерный антиферромагнетик Рашбы

Полностью электрическое переключение ориентации вектора Нееля в антиферромагнитном материале за счёт спин-орбитальных моментов было предсказано в работе [65] и обнаружено в нецентросимметричных кристаллах CuMnAs [66–69] и Mn₂Au [70–72]. Несмотря на то что многие антиферромагнетики являются электрическими изоляторами [73], что ограничивает диапазон их возможного использования, например, для спиновой инжекции [74], такие материалы, как CuMnAs и Mn₂Au, обладают полуметаллическими и металлическими свойствами, что выражается в высокой проводимости этих структур и наличии сильного спин-орбитального взаимодействия. Немаловажным является также тот факт, что для этих материалов характерно возбуждение коллективных мод в терагерцевом диапазоне [72].

Спин-орбитальный момент в антиферромагнетиках, наиболее интересный с точки зрения практических приложений, теоретически исследовался с использованием формулы Кубо–Стреды в случае двумерного электронного газа Рашбы, а также в моделях сильной связи на

примере Mn_2Au [65, 75]. Это послужило основой для дальнейшего исследования спин-орбитальных моментов в гетероструктурах из антиферромагнетиков [76, 77]. Отметим, что для предсказания формы спин-орбитальных спиновых моментов был также разработан симметричный анализ на основе точечных магнитных групп антиферромагнетиков [75, 78].

В разделах 4.1–4.4 мы приведём обзор результатов, позволяющих определить спин-орбитальные спиновые моменты [51] и затухание Гильберта [52] в рамках микроскопической теории, представленной в разделе 2. Стоит особо отметить, что, в отличие от расчётов для двумерного ферромагнетика Рашбы, подробно изученного в разделе 3, расчёты спин-орбитальных спиновых моментов в модельном антиферромагнетике, представленные здесь, выполнены в рамках численного моделирования и они не ограничиваются только металлическим режимом. Ниже мы рассмотрим неравновесную спиновую поляризацию электронов проводимости для эффективной s – d модели двумерного антиферромагнетика Рашбы на гексагональной решётке с сильным спин-орбитальным взаимодействием Рашбы и локальным скалярным беспорядком. Будет показано, что, как и в двумерном ферромагнитном материале, наличие спин-орбитального взаимодействия приводит к существенной анизотропии спиновых моментов [51] и затухания Гильберта [52]. Мы также обсудим точные аналитические результаты, полученные для спиновых моментов в случае антиферромагнитных металлов, для которых вычисления могут быть выполнены аналитически [52].

4.1. Гамильтониан антиферромагнетика Рашбы

Для того чтобы проиллюстрировать развитую методологию, рассмотрим s – d модель двумерного антиферромагнетика на гексагональной решётке (рис. 3), причём предполагаем, что электроны проводимости описываются моделью сильной связи Кейна–Меле [79, 80]. Выбор микроскопической модели отчасти мотивирован недавними исследованиями CuMnAs [81]: мы предполагаем, что уровень энергии Ферми электронов проводимости остаётся вблизи дираковских точек, следовательно, поверхности Ферми расположены вблизи двух долин, K и K' . С учётом сказанного выше гамильтониан электронов проводимости имеет вид

$$H = H_0 + H_R + H_{sd}, \quad (37)$$

где H_0 — гамильтониан перескока электронов проводимости между ближайшими соседями,

$$H_0 = -w \sum_{\langle i, j \rangle} \sum_{\sigma} c_{i\sigma}^{\dagger} c_{j\sigma}, \quad (38)$$

с величиной интеграла перескока w , $c_{i\sigma}$ и $c_{i\sigma}^{\dagger}$ — операторы уничтожения и рождения электрона с проекцией спина σ на i -м узле. Величина спин-орбитального взаимодействия Рашбы

$$H_R = \frac{i\lambda}{a} \sum_{\langle i, j \rangle} \sum_{\sigma\sigma'} \hat{\mathbf{z}} (\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{d}_{ij})_{\sigma\sigma'} c_{i\sigma}^{\dagger} c_{j\sigma'}, \quad (39)$$

определяется параметром λ , значение a соответствует постоянной двумерной кристаллической решётки, единичный вектор $\hat{\mathbf{z}}$ перпендикулярен плоскости структуры,

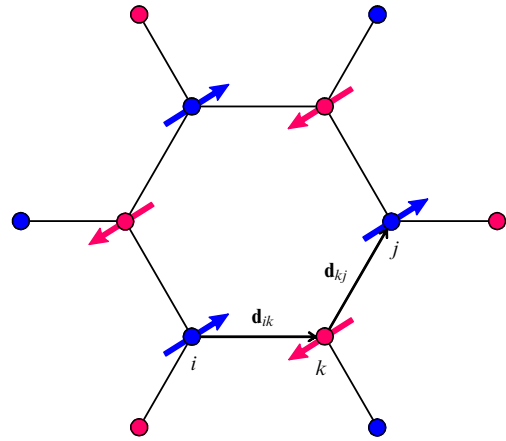


Рис. 3. (В цвете онлайн.) Модель двумерного антиферромагнетика Рашбы на гексагональной решётке с противонаправленными векторами намагниченности на двух подрешётках, A и B, изображёнными синим и красным цветами соответственно. Векторы $\mathbf{d}_{ik}$ и $\mathbf{d}_{kj}$ соединяют соседние узлы решётки так, что начало вектора $\mathbf{d}_{ij}$ находится на i -м узле, а конец — на j -м.

а компонентами вектора $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ являются соответствующие матрицы Паули. Для любого узла подрешётки A векторы $\mathbf{d}_{ij}$, соединяющие ближайшие узлы решётки, могут быть определены следующим образом:

$$\mathbf{d}_1 = a \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{d}_2 = \frac{a}{2} \begin{pmatrix} -1 \\ \sqrt{3} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{d}_3 = -\frac{a}{2} \begin{pmatrix} 1 \\ \sqrt{3} \end{pmatrix}.$$

Обменное взаимодействие между локализованными магнитными моментами $\mathbf{S}_i$ и спинами электронов проводимости определяется

$$H_{sd} = -J_{sd} \sum_i \sum_{\sigma\sigma'} \mathbf{S}_i \boldsymbol{\sigma}_{\sigma\sigma'} c_{i\sigma}^{\dagger} c_{i\sigma'}, \quad (40)$$

где величина обменного взаимодействия J_{sd} выбрана одинаковой для обеих подрешёток. Важно отметить, что выражение (40) связывает модель электронов проводимости, записанную в приближении сильной связи, с классическим гамильтонианом Гейзенберга локализованных магнитных моментов $\mathbf{S}_i$, основное состояние которого соответствует антиферромагнитному упорядочению. В дальнейшем мы предполагаем, что $|\mathbf{S}_i| = S \gg 1$, а характерная s – d -обменная энергия определяется выражением $\Delta_{sd} = J_{sd} S$ (как и в случае ферромагнетика).

В последующих расчётах будем рассматривать одномерный антиферромагнитный материал, который может быть охарактеризован единичным вектором Нееля $\mathbf{n} = (\mathbf{S}_A - \mathbf{S}_B)/(2S)$. Нетрудно увидеть, что модель, задаваемая выражениями (37)–(40), гарантирует выполнение симметрии по подрешёткам ($A \leftrightarrow B$), что обеспечивается равенством спин-орбитальных и s – d -обменных взаимодействий на обеих подрешётках. Среди преимуществ высокой симметрии модели — полная изотропия поверхности Ферми по отношению к азимутальному (в плоскости) направлению вектора Нееля $\mathbf{n}$. Тем не менее зонная структура симметричной модели сильно зависит от полярного угла θ вектора Нееля, $n_z = \cos \theta$, как показано на рис. 4.

Низкоэнергетический гамильтониан электронов проводимости H_{eff} может быть получен линеаризацией (37)

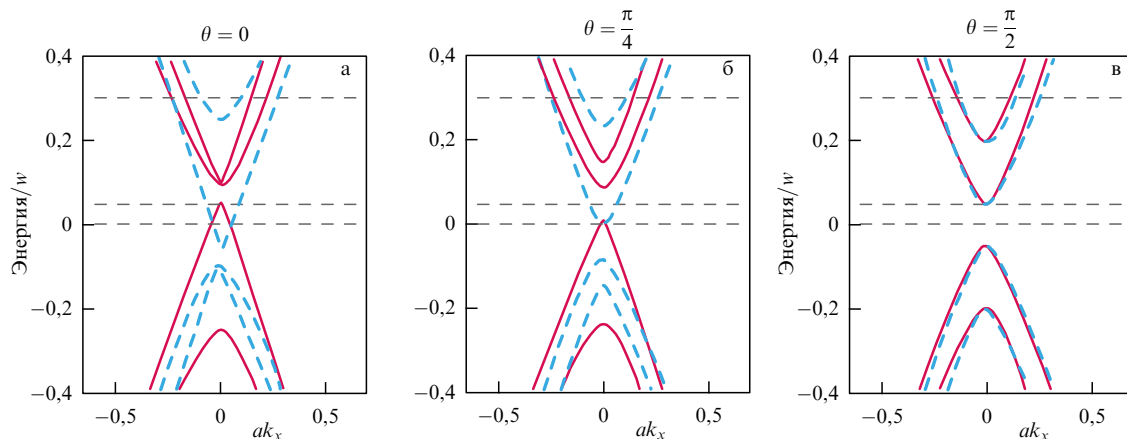


Рис. 4. (В цвете онлайн.) Зонная структура, соответствующая гамильтониану (37) для различных ориентаций вектора Нееля: перпендикулярной плоскости антиферромагнетика, $\theta = 0$ (а), произвольной, $\theta = \pi/4$ (б), а также в плоскости структуры, $\theta = \pi/2$ (в). Красные кривые соответствуют К-долине, синие — К'-долине. Горизонтальными линиями отмечены возможные положения уровня Ферми ϵ_F , характерные для изолятора ($\epsilon_F = 0$), полуметалла ($\epsilon_F = 0,05w$) и металла ($\epsilon_F = 0,3w$).

в окрестности долин

$$\mathbf{K} = \frac{4\pi}{3\sqrt{3}a} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{K}' = -\mathbf{K}. \quad (41)$$

С учётом $v = 3wa/(2\hbar)$ и $\mathbf{S}_A = -\mathbf{S}_B$

$$H_{\text{eff}} = v(\mathbf{p}\Sigma) + \frac{\lambda}{2}[\boldsymbol{\sigma} \times \Sigma]_z - \Lambda(\mathbf{n}\boldsymbol{\sigma})\Sigma_z A_z + V(\mathbf{r}), \quad (42)$$

где Σ , Λ , $\boldsymbol{\sigma}$ — составленные из матриц Паули векторы, действующие соответственно на подрешёточный, долинный и спиновый индексы.

Отдельно стоит отметить, что слагаемое $V(\mathbf{r})$, отвечающее гауссовой реализации беспорядка, т.е. $\langle V(\mathbf{r}) \rangle = 0$, и полностью характеризующееся парным коррелятором $\langle V(\mathbf{r})V(\mathbf{r}') \rangle = 2\pi(\hbar v)^2 \alpha_d \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$, где угловые скобки обозначают усреднение по реализациям беспорядка, а безразмерный параметр $\alpha_d \ll 1$ количественно определяет силу беспорядка, приводит к релаксации импульса электронов проводимости (см. обсуждение в разделе 2). Обменное взаимодействие и спин-орбитальное рассеяние (или рассеяние на неколлинеарных конфигурациях с $\mathbf{m} = 0$) обеспечивают связь между локализованными магнитными моментами и кинетическими моментами электронов. Совместно эти механизмы образуют канал для рассеяния углового момента локализованных спинов в решётку. Таким образом, рассматриваемая модель предоставляет нам микроскопическую основу для изучения диссипативных величин, таких как затухание Гильберта, спин-орбитальные моменты и проводимость, которые анализируются ниже.

4.2. Спин-орбитальные спиновые моменты

Заметим, что эффективная модель (42) характеризуется точечной группой симметрии $C_{\infty v}$. Второе слагаемое в выражении для модельного гамильтониана H_{eff} можно интерпретировать как зеемановский вклад в поле $\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{j}$, где $\mathbf{j}$ — электрический ток в системе, который ради простоты всегда полагается ориентированным вдоль оси x . Наличие этого поля приводит к наведению неравновесной спиновой поляризации электронов проводимости, в полной аналогии с тем, как это происходит в ферромагнитных материалах. С учётом точечной

группы симметрии

$$\begin{aligned} \delta \mathbf{s}^+ = & A(n_z^2) \hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{j} + A'(n_z^2) \mathbf{n}_{\parallel} \times (\mathbf{n}_{\parallel} \times (\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{j})) + \\ & + B_{\perp}(n_z^2) \mathbf{n}_{\perp} \times (\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{j}) + B_{\parallel}(n_z^2) \mathbf{n}_{\parallel} \times (\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{j}) + \\ & + C(n_z^2) \mathbf{n}_{\parallel} \times (\mathbf{n}_{\perp} \times (\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{j})), \end{aligned} \quad (43)$$

где $\delta \mathbf{s}^{\pm} = (\delta \mathbf{s}^A \pm \delta \mathbf{s}^B)/2$ складываются из неравновесных спиновых поляризаций двух подрешёток, мы также разбили вектор Нееля на компоненты в плоскости структуры и перпендикулярной ей, $\mathbf{n} = \mathbf{n}_{\parallel} + \mathbf{n}_{\perp}$. Такое представление спиновой поляризации диктуется двумя преобразованиями, а именно инверсией вектора Нееля, $\mathbf{n} \rightarrow -\mathbf{n}$, и отражением в плоскости структуры, $\mathbf{n}_{\perp} \rightarrow -\mathbf{n}_{\perp}$. Поскольку модель изотропна относительно вращений в плоскости, то только указанные симметрии определяют неравновесную спиновую поляризацию. Два первых слагаемых в уравнении (43) являются чётными по отношению как к инверсии вектора Нееля, так и к отражению в плоскости структуры, последнее слагаемое — чётное по отношению к инверсии, однако нечётное по отношению к отражению. Эти слагаемые соответствуют полевым (field-like) моментам, т.е. являются инвариантными относительно операции обращения времени. Третье и четвертое слагаемые в формуле (43) — нечётное и чётное соответственно по отношению к инверсии, но не нечётные по отношению к операции отражения, т.е. представляют антидемпфирующие (anti-damping-like) спин-орбитальные моменты, которые меняют знак при обращении времени. В свою очередь коэффициенты, стоящие перед соответствующими векторными выражениями, являются инвариантными относительно элементов группы $C_{\infty v}$, но могут изменяться в зависимости от n_z^2 . Ввиду симметрии рассматриваемой нами модели по подрешёткам $A_x H_{\text{eff}}[-\mathbf{n}] A_x = H_{\text{eff}}[\mathbf{n}]$, $\delta \mathbf{s}^- = 0$, что приводит к обнулению антидемпфирующих вкладов, $B_{\perp} = B_{\parallel} = 0$. Стоит также отметить, что запись в форме (43) эквивалентна (23), (24), с той лишь разницей, что мы перешли от компонент вектора напряжённости электрического поля $\mathbf{E}$ к вектору плотности электрического тока $\mathbf{j}$, используя закон Ома в дифференциальной форме, выраженный через тензор проводимости.

Рассмотрим возможные сценарии для оценки величины неравновесной спиновой поляризации электронов

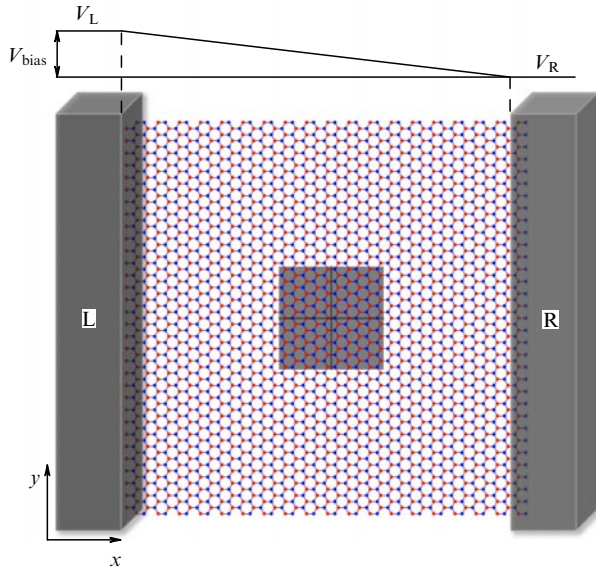


Рис. 5. (В цвете онлайн.) Геометрия устройства с двумя электродами и напряжением между ними V_{bias} , в рамках которой получены неравновесная спиновая поляризация электронов проводимости [51] с использованием формализма матриц рассеяния [85]. Во избежание влияния краевых эффектов изучение рассеяния электронов проводимости выполняется в центральной области установки, отмеченной серым квадратом.

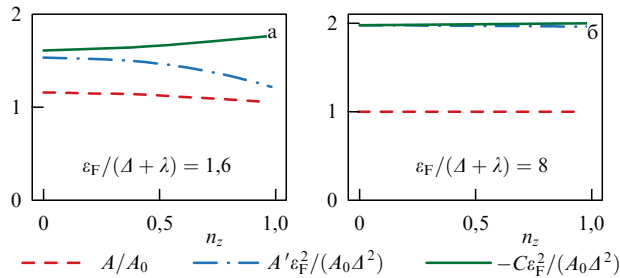


Рис. 6. (В цвете онлайн.) Значения нормированных коэффициентов A , A' и C в зависимости от направления вектора Нееля для металлического режима при $\varepsilon_F = 4\Delta_{\text{sd}}$ (а) и $\varepsilon_F = 16\Delta_{\text{sd}}$ (б); $A_0 = \Delta_{\text{sd}}A\lambda/(ev\hbar\varepsilon_F S)$.

проводимости в зависимости от положения уровня Ферми в системе, схематично представленной на рис. 5. Для металлического режима, когда на каждую долину приходится по две поверхности Ферми, поведение коэффициентов A , A' и C как функций направления вектора Нееля представлено на рис. 6. Как можно увидеть, вклад высоких гармоник, пропорциональных коэффициентам разложения A' и C , в неравновесную спиновую поляризацию является незначительным, что приводит к

$$\delta \mathbf{s}^+ \propto A \hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{j} \quad (44)$$

с безразмерным численным коэффициентом A , значение которого сохраняется практически постоянным, вне зависимости от примесной концентрации (рис. 7). Выражение (44), как несложно увидеть, соответствует обратному спин-гальваническому эффекту Эдельштейна [62], который, как обсуждалось в разделе 3, также проявляется в ферромагнитных материалах со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы [82]. Спин-орбитальные моменты для антиферромагнитного металла, таким образом, выражаются в виде $\mathbf{T}_n^{\text{SOT}} = A\eta \mathbf{n} \times (\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{j})$ и

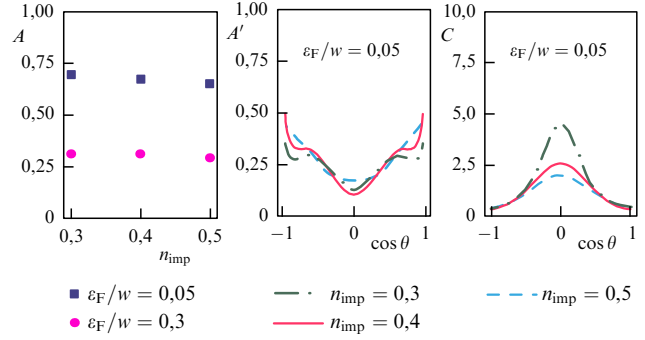


Рис. 7. (В цвете онлайн.) Значения коэффициентов, определяющих разложение неравновесной спиновой поляризации электронов проводимости $\delta \mathbf{s}^+$ в металлическом ($\varepsilon_F/w = 0,3$) и полуметаллическом ($\varepsilon_F/w = 0,05$) режимах в зависимости от концентрации примесей n_{imp} , соответствующей количеству примесей, каждая из которых рассматривалась как локальный случайный скалярный потенциал, отнесенный к числу узлов в решетке.

$\mathbf{T}_m^{\text{SOT}} = A\eta \mathbf{m} \times (\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{j})$, где $\eta = JA\lambda\lambda/(ev\hbar w^2)$ и полная намагниченность $\mathbf{m} = (\mathbf{S}_A + \mathbf{S}_B)/(2S)$.

В случае полуметаллического режима ($\varepsilon_F = 0,05w$, рис. 7) для одной из долин характерно наличие лишь одной поверхности Ферми. Интересно, что проводимость в этом режиме определяется зависимостью от полярного угла вектора антиферромагнитного порядка: так, при $n_z^2 < 1/2$ система является плохо проводящей, однако коэффициент A оказывается существенно θ -независимым, а антидемпфирующие спиновые моменты отсутствуют, $B_{\parallel} = B_{\perp} = 0$. Характерной чертой полуметаллического режима является значительный вклад слагаемых с безразмерными коэффициентами A' и C в выражении (43), представляющих собой полевые спиновые моменты высоких гармоник, в неравновесную спиновую поляризацию.

Результаты численного моделирования, представленные на рис. 7, убедительно демонстрируют, что значения коэффициентов A и A' практически нечувствительны к беспорядку, в то время как в непроводящем режиме, $n_z^2 < 1/2$, зависимость $C(n_z^2)$ ярко выражена. С физической точки зрения столь явно выраженная зависимость от примесной концентрации определяется механизмом проводимости. Стоит отметить, что полуметаллический антиферромагнетик не является чисто умозрительным — он может быть обнаружен и в экспериментальных исследованиях, как например, $\text{Mn}_2\text{Ru}_x\text{Ga}$ [83, 84].

Прежде чем приступить к микроскопическому анализу затухания Гильберта, обсудим кратко случай, в котором s–d-обменное взаимодействие между локализованными магнитными моментами и спинами электронов проводимости присутствует в системе только для одной из подрешеток,

$$H_{\text{sd}} = -J \sum_{i \in A} \sum_{\sigma \sigma'} \mathbf{S}_{iA} \boldsymbol{\sigma}_{\sigma \sigma'} c_{i\sigma}^\dagger c_{i\sigma'}. \quad (45)$$

Подобное взаимодействие нарушает симметрию системы по подрешеткам, что в свою очередь может привести к появлению неравновесной спиновой поляризации $\delta \mathbf{s}^-$ и, как следствие, антидемпфирующим спин-орбитальным моментам, отсутствующим в симметричном случае, рассмотренном выше. Отметим, что модель с асимметричным обменным взаимодействием больше подходит для описания ферримагнетика, например

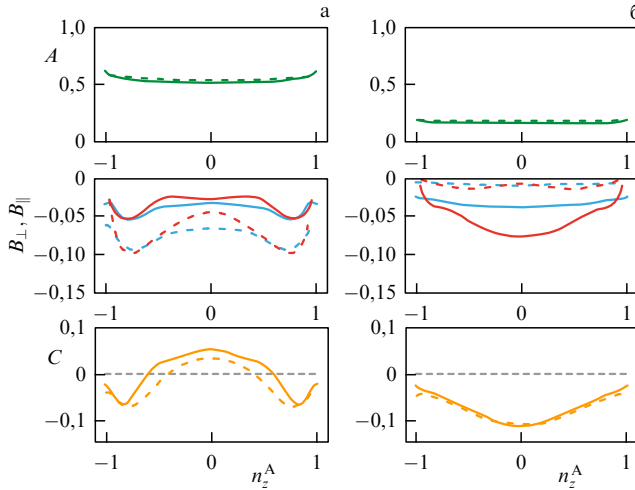


Рис. 8. (В цвете онлайн.) Значения коэффициентов A (зелёные кривые), $B_{\perp}$ (голубые кривые), $B_{\parallel}$ (красные кривые) и C (жёлтые кривые), определяющих спин-орбитальный момент в асимметричной модели (45), в зависимости от ориентации вектора Нееля при $\varepsilon_F/w = 0,1$ (а) и $\varepsilon_F/w = 0,3$ (б). Сплошные кривые соответствуют $n_{\text{imp}} = 0,3$, штриховые — $n_{\text{imp}} = 0,5$.

GdFeCo, в котором электроны проводимости в основном взаимодействуют только с d-локализованными орбиталями [86]. В полной аналогии с вычислениями, представленными выше, спин-орбитальный момент в этой системе, действующий только на намагниченность $\mathbf{n}_A$ на подрешётке А, определяется как

$$\mathbf{T}^A = \eta \left[A(n_z^2) \mathbf{n}_A \times (\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{j}) + B_{\perp}(n_z^2) \mathbf{n}_A \times (\mathbf{n}_A^{\perp} \times (\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{j})) + B_{\parallel}(n_z^2) \mathbf{n}_A \times (\mathbf{n}_A^{\parallel} \times (\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{j})) + C(n_z^2) \mathbf{n}_A \times (\mathbf{n}_A^{\parallel} \times (\mathbf{n}_A^{\perp} \times (\hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{j})) \right], \quad (46)$$

где коэффициенты A , $B_{\perp}$, $B_{\parallel}$ и C являются нетривиальными функциями n_z^2 , представленными на рис. 8. В данном случае, как несложно понять, вектор Нееля совпадает с $\mathbf{n}_A$.

Разительный контраст с симметричной моделью заключается в появлении антидемпфирующих моментов с коэффициентами $B_{\perp}$, $B_{\parallel}$. Заметим, что их вклад сильно зависит от величины беспорядка, в отличие от вкладов полевых моментов, главным образом определяемых первым слагаемым в выражении (46). Как видно из рис. 8, с увеличением беспорядка в системе антидемпфирующие моменты исчезают в металлическом режиме и усиливаются в полуметаллическом.

В заключение отметим, что экспериментально определённые вклады как от полевых, так и антидемпфирующих моментов в плёнках ферромагнетика GdFeCo с перпендикулярной магнетокристаллической анизотропией, где возможность переключения намагниченности под воздействием спин-орбитальных моментов привлекает особый интерес [87–89], качественно совпадают с полученными в рамках микроскопического подхода результатами, представленными в данном разделе.

4.3. Антиферромагнитное переключение

Как отмечалось, полевые и антидемпфирующие моменты влияют на вектор антиферромагнитного порядка, что позволяет исследовать возможность пере-

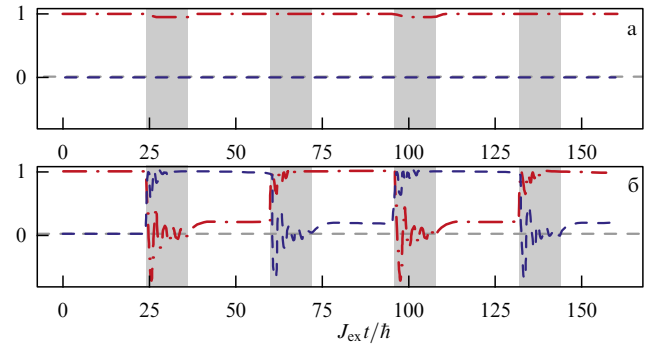


Рис. 9. (В цвете онлайн.) Динамика вектора намагниченности в плоскости образца в симметричной модели (а) и асимметричной модели (б) под воздействием серии коротких импульсов тока, чередующихся в направлениях $-\hat{\mathbf{x}}$ и $\hat{\mathbf{y}}$, как отмечено серыми областями. Красные кривые соответствуют $n_x(t)$, синие — $n_y(t)$. Решение получено с учётом выражений для $\delta \mathbf{s}_{A,B}$ и $\alpha = 0,1$.

ключения вектора Нееля в системе. Для однодоменного антиферромагнетика магнитная динамика определяется системой уравнений Ландау–Лифшица–Гильберта, записанных в терминах векторов намагниченности для каждой из подрешёток, $\mathbf{n}_A$ и $\mathbf{n}_B$:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{n}_A}{\partial t} &= \frac{J_{\text{ex}} S}{2\hbar} \mathbf{n}_B \times \mathbf{n}_A + \frac{J_{\text{sd}} A}{\hbar} \mathbf{n}_A \times \delta \mathbf{s}_A + \alpha \mathbf{n}_A \times \frac{\partial \mathbf{n}_A}{\partial t}, \\ \frac{\partial \mathbf{n}_B}{\partial t} &= \frac{J_{\text{ex}} S}{2\hbar} \mathbf{n}_A \times \mathbf{n}_B + \frac{J_{\text{sd}} A}{\hbar} \mathbf{n}_B \times \delta \mathbf{s}_B + \alpha \mathbf{n}_B \times \frac{\partial \mathbf{n}_B}{\partial t}, \end{aligned} \quad (47)$$

где J_{ex} — величина антиферромагнитной обменной энергии. На рисунке 9 представлены результаты численного решения системы уравнений для компонент вектора Нееля под воздействием коротких импульсов тока, чередующихся в направлениях $-\hat{\mathbf{x}}$ и $\hat{\mathbf{y}}$. Как можно заметить, в симметричной по подрешёткам модели спин-орбитальных моментов, обусловленных неравновесной спиновой поляризацией δs^+ , недостаточно для изменения ориентации вектора Нееля, в то время как для асимметричной модели можно наблюдать эффект антиферромагнитного переключения, определяемый главным образом полевыми моментами с коэффициентами A и C [51].

4.4. Затухание Гильберта

В отличие от проводимости и спин-орбитальных моментов, которые практически изотропны для модели антиферромагнетика с сильным спин-орбитальным взаимодействием в металлическом режиме, затухание Гильберта в уравнениях Ландау–Лифшица–Гильберта существенно анизотропно,

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{n}} &= -\frac{2J_{\text{ex}} S}{\hbar} \mathbf{n} \times \mathbf{m} + \mathbf{H} \times \mathbf{n} + \alpha_m^{\parallel} \mathbf{n} \times \dot{\mathbf{m}}_{\parallel} + \alpha_n^{\perp} \mathbf{m} \times \dot{\mathbf{n}}_{\perp}, \\ \dot{\mathbf{m}} &= \mathbf{H} \times \mathbf{m} + \alpha_n^{\perp} \mathbf{n} \times \dot{\mathbf{n}}_{\perp} + \alpha_m^{\parallel} \mathbf{m} \times \dot{\mathbf{m}}_{\parallel}, \end{aligned} \quad (48)$$

где

$$\begin{aligned} \alpha_m^{\parallel} &= \frac{2\varepsilon_F \tau}{\hbar} \frac{A}{\pi S} \left(\frac{A_{\text{sd}}}{\hbar v} \right)^2 \left[1 - \frac{A^2}{\varepsilon_F^2} (2 + n_z^2) + \dots \right], \\ \alpha_n^{\perp} &= \frac{\varepsilon_F \tau}{\hbar} \frac{A}{\pi S} \left(\frac{A_{\text{sd}}}{\hbar v} \right)^2 \left[\left(\frac{\lambda}{\varepsilon_F} \right)^2 + \dots \right]. \end{aligned} \quad (49)$$

Анизотропия затухания Гильберта в антиферромагнетике Рашбы возникает вследствие расщепления электронных подзон под влиянием спин-орбитального взаимодействия. Интересным следствием данной анизотропии является наличие незатухающей неравновесной динамической моды, соответствующей сверхбыстрой прецессии вектора Нееля в плоскости антиферромагнетика. Подробное обсуждение и детали расчётов представлены в работе [52].

5. Заключение

Изучение магнитной динамики в низкоразмерных коллинеарных магнитных системах представляет собой комплексную задачу, решение которой в духе феноменологического анализа, как правило, оказывается недостаточным. В данном обзоре мы обсудили микроскопический подход к выводу спин-орбитальных и крутильных спиновых моментов, затухания Гильберта, констант симметричного и асимметричного обменных взаимодействий на примере двумерных анти- и ферромагнетиков с сильным спин-орбитальным взаимодействием Рашбы в рамках s - d -обменной модели.

В частности, для двумерного ферромагнетика Рашбы нами проведена точная оценка константы взаимодействия Дзялошинского–Мории в зависимости от температуры в модели Рашбы–Бычкова; получены выражения спин-орбитальных и крутильных спиновых моментов. Показано, что наличие сильного спин-орбитального взаимодействия приводит к ориентационной анизотропии затухания Гильберта и крутильных спиновых моментов, обсуждаются вопросы перенормировки спина.

Для модели двумерного антиферромагнетика Рашбы на гексагональной решётке мы обсудили спин-орбитальные спиновые моменты в металлическом и полуметаллическом режимах как при наличии симметрии по подрешёткам, соответствующей равенству констант обменных взаимодействий для каждой из подрешёток, так при её отсутствии. В симметричной модели неравновесная спиновая поляризация электронов проводимости определяется полевым (field-like) слагаемым, в то время как антидемпфирующий вклад (antidamping-like) полностью отсутствует, однако появляется при нарушении симметрии по подрешёткам. Особенно интересно, что антидемпфирующие моменты в асимметричной модели являются сильно анизотропными и характеризуются ярко выраженной зависимостью от примесной концентрации как в металлическом, так и в полуметаллическом режимах. Описанные результаты представляют новый взгляд на процессы, возникающие в магнитных системах, и имеют важное значение для анализа широкого массива экспериментальных исследований по переключению параметра магнитного порядка.

Благодарности

Авторы выражают искреннюю признательность М.Л. Титову и М.И. Кацнельсону за многочисленные полезные обсуждения. Работа А.А.П. выполнена при финансовой поддержке грантом Российского научного фонда (проект 20-72-00044, раздел 3), Российским фондом фундаментальных исследований (РФФИ) (проект 19-32-60020, раздел 4) и стипендией Президента РФ (СП-1640.2021.5, раздел 4), работа Д.И.Ю. поддержана РФФИ (проект 20-52-S52001).

Список литературы

1. Saurenbach F et al. *J. Appl. Phys.* **63** 3473 (1988)
2. Baibich M N et al. *Phys. Rev. Lett.* **61** 2472 (1988)
3. Ферт А *УФН* **178** 1336 (2008); Fert A *Rev. Mod. Phys.* **80** 1517 (2008)
4. Грюнберг П А *УФН* **178** 1349 (2008); Grünberg P A *Rev. Mod. Phys.* **80** 1531 (2008)
5. Slonczewski J C *J. Magn. Magn. Mater.* **159** L1 (1996)
6. Berger L *Phys. Rev. B* **54** 9353 (1996)
7. Sinova J et al. *Rev. Mod. Phys.* **87** 1213 (2015)
8. Пудалов В М *УФН* **191** 3 (2021); Pudalov V M *Phys. Usp.* **64** 3 (2021)
9. Никитов С А и др. *УФН* **185** 1099 (2015); Nikitov S A et al. *Phys. Usp.* **58** 1002 (2015)
10. Никитов С А и др. *УФН* **190** 1009 (2020); Nikitov S A et al. *Phys. Usp.* **63** 945 (2020)
11. Фраерман А А *УФН* **182** 1345 (2012); Fraerman A A *Phys. Usp.* **55** 1255 (2012)
12. Пятаков А П и др. *УФН* **185** 1077 (2015); Pyatakov A P et al. *Phys. Usp.* **58** 981 (2015)
13. Борисов А Б *УФН* **190** 291 (2020); Borisov A B *Phys. Usp.* **63** 269 (2020)
14. Žutić I, Fabian J, Das Sarma S *Rev. Mod. Phys.* **76** 323 (2004)
15. Звездин А К, Звездин К А, Хвальковский А В *УФН* **178** 436 (2008); Zvezdin A K, Zvezdin K A, Khval'kovskii A V *Phys. Usp.* **51** 412 (2008)
16. Гуляев Ю В и др. *УФН* **179** 359 (2009); Gulyaev Yu V et al. *Phys. Usp.* **52** 335 (2009)
17. Баранов П Г и др. *УФН* **189** 849 (2019); Baranov P G et al. *Phys. Usp.* **62** 795 (2019)
18. Захарченя Б П, Коренев В Л *УФН* **175** 629 (2005); Zakharchenya B P, Korenev V L *Phys. Usp.* **48** 603 (2005)
19. Волков Н В *УФН* **182** 263 (2012); Volkov N V *Phys. Usp.* **55** 250 (2012)
20. Пятаков А П, Звездин А К *УФН* **182** 593 (2012); Pyatakov A P, Zvezdin A K *Phys. Usp.* **55** 557 (2012)
21. Звездин А К, Давыдова М Д, Звездин К А *УФН* **188** 1238 (2018); Zvezdin A K, Davydova M D, Zvezdin K A *Phys. Usp.* **61** 1127 (2018)
22. Гомонай Е В, Локтев В М *ФНТ* **40** 22 (2014); Gomonay E V, Loktev V M *Low Temp. Phys.* **40** 17 (2014)
23. Baltz V et al. *Rev. Mod. Phys.* **90** 015005 (2018)
24. Katine J A et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 3149 (2000)
25. Kubota H et al. *Nat. Phys.* **4** 37 (2008)
26. Miron I M et al. *Nature* **476** 189 (2011)
27. Liu L et al. *Science* **336** 555 (2012)
28. Jungwirth T et al. *Nat. Nanotechnol.* **11** 231 (2016)
29. Park B G et al. *Nat. Mater.* **10** 347 (2011)
30. Duine R *Nat. Mater.* **10** 344 (2011)
31. Wadley P et al. *Nat. Commun.* **4** 2322 (2013)
32. Kosub T et al. *Nat. Commun.* **8** 13985 (2017)
33. Olejnik K et al. *Nat. Commun.* **8** 15434 (2017)
34. Manchon A et al. *Rev. Mod. Phys.* **91** 035004 (2019)
35. Soumyanarayanan A et al. *Nature* **539** 509 (2016)
36. Pham V T et al. *Nat. Electron.* **3** 309 (2020)
37. Ado I A, Tretiakov O A, Titov M *Phys. Rev. B* **95** 094401 (2017)
38. Ralph D C, Stiles M D *J. Magn. Magn. Mater.* **320** 1190 (2008)
39. van der Bijl E, Duine R A *Phys. Rev. B* **86** 094406 (2012)
40. Hals K M D, Brataas A *Phys. Rev. B* **88** 085423 (2013)
41. Garello K et al. *Nat. Nanotechnol.* **8** 587 (2013)
42. Qaiumzadeh A, Duine R A, Titov M *Phys. Rev. B* **92** 014402 (2015)
43. Koumpouras K, Bergman A, Eriksson O, Yudin D *Sci. Rep.* **6** 25685 (2016)
44. Yudin D, Gulevich D R, Titov M *Phys. Rev. Lett.* **119** 147202 (2017)
45. Qaiumzadeh A et al. *Phys. Rev. Lett.* **120** 197202 (2018)
46. Ado I A et al. *Phys. Rev. Lett.* **121** 086802 (2018)
47. Koumpouras K et al. *J. Phys. Condens. Matter* **30** 375801 (2018)
48. Pervishko A A et al. *Sci. Rep.* **8** 17148 (2018)
49. Bessarab P F et al. *Phys. Rev. B* **99** 140411 (2019)
50. Sokolewicz R J et al. *Phys. Rev. B* **99** 214444 (2019)
51. Sokolewicz R J et al. *Phys. Rev. B* **100** 214403 (2019)
52. Baglai M et al. *Phys. Rev. B* **101** 104403 (2020)

53. Ado I A et al. *Phys. Rev. B* **101** 161403 (2020)
54. Ado I A, Ostrovsky P M, Titov M *Phys. Rev. B* **101** 085405 (2020)
55. Pervishko A A et al. *Opt. Express* **28** 29155 (2020)
56. Streda P J. *Phys. C* **15** L717 (1982)
57. Sinitsyn N A et al. *Phys. Rev. B* **75** 045315 (2007)
58. Dzyaloshinsky I J. *Phys. Chem. Solids* **4** 241 (1958)
59. Moriya T *Phys. Rev.* **120** 91 (1960)
60. Ado I A et al. *Europhys. Lett.* **111** 37004 (2015)
61. Ado I A et al. *Phys. Rev. Lett.* **117** 046601 (2016)
62. Edelstein V M *Solid State Commun.* **73** 233 (1990)
63. Edelstein V M *Phys. Rev. Lett.* **80** 5766 (1998)
64. Inoue J, Bauer G E W, Molenkamp L W *Phys. Rev. B* **67** 033104 (2003)
65. Železný J et al. *Phys. Rev. Lett.* **113** 157201 (2014)
66. Wadley P et al. *Science* **351** 587 (2016)
67. Fina I, Marti X *IEEE Trans. Magn.* **53** 2500107 (2017)
68. Saidl V et al. *Nat. Photon.* **11** 91 (2017)
69. Železný J et al. *Nat. Phys.* **14** 220 (2018)
70. Barthem V M T S et al. *Nat. Commun.* **4** 2892 (2013)
71. Jourdan M et al. *J. Phys. D* **48** 385001 (2015)
72. Bhattacharjee N et al. *Phys. Rev. Lett.* **120** 237201 (2018)
73. Pandey S K, Mahadevan P, Sarma D D *Europhys. Lett.* **117** 57003 (2017)
74. Tshitoyan V et al. *Phys. Rev. B* **92** 214406 (2015)
75. Železný J et al. *Phys. Rev. B* **95** 014403 (2017)
76. Manchon A J. *Phys. Condens. Matter* **29** 104002 (2017)
77. Ghosh S, Manchon A *Phys. Rev. B* **98** 220412 (2018)
78. Watanabe H, Yanase Y *Phys. Rev. B* **98** 220412 (2018)
79. Kane C L, Mele E J *Phys. Rev. Lett.* **95** 146802 (2005)
80. Qiao Z et al. *Phys. Rev. B* **85** 115439 (2012)
81. Šmejkal L et al. *Phys. Rev. Lett.* **118** 106402 (2017)
82. Garate I, MacDonald A H *Phys. Rev. B* **80** 134403 (2009)
83. Kurt H et al. *Phys. Rev. Lett.* **112** 027201 (2014)
84. Betto D et al. *AIP Adv.* **6** 055601 (2016)
85. Лесовик Г Б, Садовский И А *УФН* **181** 1041 (2011); Lesovik G B, Sadovskyy I A *Phys. Usp.* **54** 1007 (2011)
86. Jungfleisch M B, Zhang W, Hoffmann A *Phys. Lett. A* **382** 865 (2018)
87. Kim J et al. *Sci. Rep.* **8** 6017 (2018)
88. Roschewsky N et al. *Appl. Phys. Lett.* **109** 112403 (2016)
89. Roschewsky N, Lambert C-H, Salahuddin S *Phys. Rev. B* **96** 064406 (2017)

Microscopic approach to the description of spin torques in two-dimensional Rashba anti- and ferromagnets

A.A. Pervishko^(†), D.I. Yudin^(*)

Skolkovo Institute of Science and Technology, Bol'shoi bul'var 30, 121205 Skolkovo, Moscow, Russian Federation

E-mail: ^(†) a.pervishko@skoltech.ru, ^(*) d.yudin@skoltech.ru

We review the most significant results obtained in the framework of the microscopic approach to a systematic study of magnetic dynamics in two-dimensional (anti)ferromagnetic materials with a strong Rashba spin–orbit coupling. For model systems we discuss the microscopic derivation of Gilbert damping tensor, spin–orbit and spin-transfer torques, and symmetric and antisymmetric exchange interactions. It is shown that, in both antiferromagnetic and ferromagnetic systems, the presence of a sufficiently strong spin–orbit coupling leads to an anisotropy of spin torques and Gilbert damping. We focus on an analysis of spin–orbit torques in a two-dimensional Rashba antiferromagnet; we address the possibility of switching the antiferromagnetic order parameter via short current pulses in the plane of the sample.

Keywords: ferromagnet, antiferromagnet, spin–orbit coupling, Dzyaloshinskii–Moriya interaction, spin-transfer torque, spin–orbit torque, Gilbert damping

PACS numbers: **75.10. – b**, **75.30. – m**, 75.40.Cx, 75.50.Ee

Bibliography — 89 references

Received 14 November 2020, revised 7 April 2021

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **192** (3) 233–246 (2022)

Physics – Uspekhi **65** (3) (2022)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.04.038964>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2021.04.038964>