Письма в ЖЭТФ, том 124, вып. 11, с. 935 – 943 © 2026 г. 10 декабря

Перенос углового момента между проводящим и диэлектрическим ферромагнетиками и проблема создания магнитной батареи

А. В. Рожков[1)]

Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, 125412 Москва, Россия

Научно-образовательный центр "Функциональные наноматериалы", Балтийский федеральный университет им. Канта, 236001 Калининград, Россия

Поступила в редакцию 25 августа 2026 г.
После переработки 21 октября 2026 г.
Принята к публикации 23 октября 2026 г.

Развита микроскопическая теория переноса углового момента через границу раздела между проводящим ферромагнетиком и ферромагнитным изолятором. Перенос осуществляется за счет виртуального туннелирования электронов из металла в пустую зону проводимости диэлектрика. В рамках теории возмущений получено выражение для равновесного передаваемого момента в случае полуметаллического проводника. Показано, что токозависящие поправки к этому моменту, предложенные ранее на основе соображений симметрии, в достаточно общих условиях оказываются малы. Этот результат накладывает важные ограничения на предложения по токовому управлению магнитным порядком в изоляторе. Это следует учитывать при разработке приложений, таких как магнитная батарея. Подход может быть обобщен на более широкий класс гетероструктур.

DOI: 10.7868/S3034576626120052

1. Введение. Обмен угловым моментом через границу раздела определяет магнитную связь между контактирующими материалами и играет центральную роль в статике и динамике магнитных гетероструктур. В полностью металлических структурах этот обмен осуществляется спин-поляризованными электронами, пересекающими границу раздела. Результирующий передаваемый момент зависит от потока электронов и легко управляется приложенным током – принцип, используемый в устройствах на основе переноса спинового момента [1–4].

Когда один из слоев является электрическим изолятором, ситуация иная: реальный перенос электронов через границу становится невозможен. Тем не менее, феноменологические теории, основанные на соображениях симметрии [5, 6], моделируют передачу момента через такие границы, вводя эффективные обменные взаимодействия в соответствующие динамические уравнения. Достаточно сильные взаимодействия такого рода позволили бы управлять магнитным порядком изолятора с помощью тока, протекающего только через проводящий слой. На этой идее основана, в частности, предложенная в работе [6] концепция "магнитной батареи" – гипотетического устройства, запасающего энергию в форме обменной энергии ферромагнитного изолятора. Однако соображения симметрии фиксируют лишь форму допустимых слагаемых в динамических уравнениях, но не позволяют оценить значения соответствующих коэффициентов. В настоящей работе мы теоретически демонстрируем, что величина этих коэффициентов ограничена принципиальными физическими обстоятельствами.

Мы покажем, что передача момента в исследуемой гетероструктуре осуществляется виртуальным туннелированием электронов из металла в пустую зону проводимости изолятора. В виртуальном промежуточном состоянии спин электрона испытывает действие локального обменного поля изолятора, что приводит к переносу углового момента через границу раздела без переноса заряда. Рассматривая гамильтониан туннелирования как возмущение, мы выведем выражение для передаваемого момента, верное в условиях электронного термодинамического равновесия. Такой момент пропорционален прозрачности интерфейса и уменьшается с ростом электронной щели в диэлектрике.

Неравновесные (токозависящие) поправки к равновесному передаваемому моменту, предложенные в работах [5, 6], в достаточно общих условиях оказываются малы: виртуальное состояние слишком кратковременно, чтобы дрейф электронов или электрическое поле, поддерживающее этот дрейф, могли бы существенно повлиять на перенос углового момента.

[1)]e-mail: arozhkov@gmail.com

В отличие от равновесного переноса момента, неравновесные поправки не могут быть усилены простым увеличением прозрачности барьера. Эти результаты накладывают важные ограничения на предложения по токовому управлению магнитным порядком в рассматриваемых гетероструктурах.

2. Модель. Мы будем исследовать гетероструктуру, которая состоит из двух слоев (пленок), уложенных друг на друга. Оба слоя – ферромагнетики, но один слой — проводящий, другой же – диэлектрический. Электронные степени свободы в проводящем ферромагнетике обозначаются через $c^\dagger_{\alpha\mathbf{k}}$ и $c_{\alpha\mathbf{k}}$, где символ "c" происходит от "conductor". Индекс α соответствует спину, а $\mathbf{k}$ задает импульс. Аналогично, для диэлектрика мы будем использовать $d^\dagger_{\alpha\mathbf{p}}$ и $d_{\alpha\mathbf{p}}$.

Гамильтониан металлического слоя равен:

$$H_\mathrm{c} = \sum_{\alpha\mathbf{k}} \varepsilon^\mathrm{c}_\mathbf{k} c^\dagger_{\alpha\mathbf{k}} c_{\alpha\mathbf{k}} - \frac{\Delta_\mathrm{c}}{2} \sum_{\alpha\beta\mathbf{k}} (\mathbf{n}_\mathrm{c}\cdot\boldsymbol{\sigma})_{\alpha\beta} c^\dagger_{\alpha\mathbf{k}} c_{\beta\mathbf{k}}, \qquad (1)$$

где $\varepsilon^\mathrm{c}_\mathbf{k}$ – одноэлектронная энергия, $\Delta_\mathrm{c} > 0$ – обменное расщепление в проводящем слое, $\boldsymbol{\sigma}$ – вектор матриц Паули. Вектор $\mathbf{n}_\mathrm{c}$ задает направление намагниченности внутри пленки $\mathbf{M}_\mathrm{c} = M_\mathrm{c}\mathbf{n}_\mathrm{c}$. Наконец, $(\mathbf{n}_\mathrm{c}\cdot\boldsymbol{\sigma})_{\alpha\beta}$ – это матричный элемент матрицы $(\mathbf{n}_\mathrm{c}\cdot\boldsymbol{\sigma}) = n_x\sigma_x + n_y\sigma_y + n_z\sigma_z$.

В нашей модели энергия Ферми полагается равной нулю. Следовательно, чтобы H_c описывал проводник, величина $\varepsilon^\mathrm{c}_\mathbf{k} - \Delta_\mathrm{c}/2$ должна быть отрицательной хотя бы для некоторых $\mathbf{k}$. Если выбрать

$$\varepsilon^\mathrm{c}_\mathbf{k} = \frac{\mathbf{k}^2}{2m_\mathrm{c}} - \varepsilon^\mathrm{c}_0, \qquad (2)$$

то последнее требование автоматически выполняется для положительных ε^c_0.

Эта модель допускает дальнейшие уточнения. В частности, можно утверждать, что режим

$$|\varepsilon^\mathrm{c}_0| < \frac{\Delta_\mathrm{c}}{2} \qquad (3)$$

соответствует идеализированному полуметаллу: в зонной структуре присутствует только один лист поверхности Ферми. Именно этот случай и будет рассматриваться ниже.

Гамильтониан изолирующего ферромагнетика имеет ту же структуру, что и гамильтониан (1):

$$H_\mathrm{d} = \sum_{\alpha\mathbf{p}} \varepsilon^\mathrm{d}_\mathbf{p} d^\dagger_{\alpha\mathbf{p}} d_{\alpha\mathbf{p}} - \frac{\Delta_\mathrm{d}}{2} \sum_{\alpha\beta\mathbf{p}} (\mathbf{n}_\mathrm{d}\cdot\boldsymbol{\sigma})_{\alpha\beta} d^\dagger_{\alpha\mathbf{p}} d_{\beta\mathbf{p}}, \qquad (4)$$

где $\varepsilon^\mathrm{d}_\mathbf{p}$ – дисперсия электронов в зоне проводимости изолятора:

$$\varepsilon^\mathrm{d}_\mathbf{p} = \frac{\mathbf{p}^2}{2m_\mathrm{d}} + \varepsilon^\mathrm{d}_0. \qquad (5)$$

Мы также потребуем, чтобы обменное расщепление в изоляторе Δ_d удовлетворяло условию:

$$\varepsilon^\mathrm{d}_0 > \frac{\Delta_\mathrm{d}}{2} > 0, \qquad (6)$$

которое гарантирует, что $\varepsilon^\mathrm{d}_\mathbf{p} - \Delta_\mathrm{d}/2 > 0$ для всех значений $\mathbf{p}$.

Разумеется, в любом изоляторе имеется несколько зон, из которых наша модель удерживает лишь одну. В частности, наша модель игнорирует заполненную валентную зону. Мотивация этого приближения довольно очевидна: подобно однозонной модели металлического состояния, мы сохраняем зону, ближайшую к энергии Ферми. Вклады от других зон предполагаются меньшими и качественно подобными. С другой стороны, мы могли бы выбрать не пустую зону проводимости, а полностью заполненную валентную зону нашего изолятора. Этот выбор уместен, если валентная зона ближе к энергии Ферми, чем зона проводимости. Такая модификация внесла бы определенные изменения в формализм (заполненная зона может вместить дырку, но не электрон, например). Однако мы ожидаем, что качественные особенности этой модели сохранились бы.

Слои гетероструктуры не полностью изолированы друг от друга. Туннелирование между ними описывается гамильтонианом

$$H_\mathrm{T} = -\sum_{\mathbf{pk}\alpha} \mathfrak{t}_{\mathbf{k},\mathbf{p}} c^\dagger_{\alpha\mathbf{k}} d_{\alpha\mathbf{p}} + \mathrm{H.c.}, \qquad (7)$$

где $\mathfrak{t}_{\mathbf{k},\mathbf{p}}$ – амплитуда туннелирования. Для достаточно шероховатой границы раздела трансляционная инвариантность теряется, и импульс не обязан сохраняться при туннелировании. Матричный элемент $\mathfrak{t}_{\mathbf{k},\mathbf{p}}$ представляет собой сумму вкладов от множества малых участков интерфейса, амплитуды туннелирования на которых взаимно некоррелированы.

Объединяя перечисленные выше слагаемые, получаем полный гамильтониан гетероструктуры:

$$H = H_\mathrm{c} + H_\mathrm{d} + H_\mathrm{T}, \qquad (8)$$

который и будет рассматриваться ниже в пределе слабого туннелирования.

3. Оператор передаваемого спинового момента. Электроны, туннелирующие между слоями, переносят угловой момент через границу раздела. Мы моделируем обмен угловым моментом с помощью оператора передаваемого спинового момента $\boldsymbol{\tau}$. Чтобы ввести $\boldsymbol{\tau}$, рассмотрим сначала спиновый момент проводящего слоя

$$\mathbf{S}_{\mathrm{c}} = \frac{1}{2}\sum_{\mathbf{k}\alpha\beta} \boldsymbol{\sigma}_{\alpha\beta} c^{\dagger}_{\alpha\mathbf{k}} c_{\beta\mathbf{k}}. \tag{9}$$

Он изменяется во времени согласно уравнению

$$\dot{\mathbf{S}}_{\mathrm{c}} = i\left[H, \mathbf{S}_{\mathrm{c}}\right]. \tag{10}$$

С другой стороны, производная по времени $\dot{\mathbf{S}}_{\mathrm{c}}$ равна моменту силы. Таким образом, полный вращающий момент, действующий на спиновый момент проводящего слоя, равен $i\left[H, \mathbf{S}_{\mathrm{c}}\right]$. Подставляя выражение (8) в коммутатор, находим, что $i\left[H_{\mathrm{d}}, \mathbf{S}_{\mathrm{c}}\right]$ тривиально обращается в нуль. Вклад

$$i\left[H_{\mathrm{c}}, \mathbf{S}_{\mathrm{c}}\right] = \Delta_{\mathrm{c}}[\mathbf{S}_{\mathrm{c}} \times \mathbf{n}_{\mathrm{c}}] \tag{11}$$

соответствует моменту сил, возникающему исключительно в металле. И лишь слагаемое

$$\boldsymbol{\tau} = i\left[H_{\mathrm{T}}, \mathbf{S}_{\mathrm{c}}\right] \tag{12}$$

описывает момент, возникающий из-за взаимодействия со степенями свободы изолирующего слоя. Именно этот момент сил переносится через границу раздела из диэлектрика в проводник.

Явное выражение для $\boldsymbol{\tau}$ таково:

$$\boldsymbol{\tau} = i\sum_{\mathbf{pk}\beta\beta'} \boldsymbol{\sigma}_{\beta\beta'}\left(\mathfrak{t}_{\mathbf{k},\mathbf{p}} c^{\dagger}_{\beta\mathbf{k}} d_{\beta'\mathbf{p}} - \mathfrak{t}^{*}_{\mathbf{k},\mathbf{p}} d^{\dagger}_{\beta\mathbf{p}} c_{\beta'\mathbf{k}}\right). \tag{13}$$

Оно получается вычислением коммутатора в ур. (12).

4. Передаваемый спиновый момент между слоями. Воспользуемся формализмом Кубо для вычисления среднего передаваемого момента $\langle\boldsymbol{\tau}\rangle$ в нашей гетероструктуре. Будем считать, что в далеком прошлом слои гетероструктуры изолированы друг от друга и описываются равновесной матрицей плотности $\rho_0 = e^{-H_0/T}/Z_0$, где T – температура, H_0 – гамильтониан несвязанных слоев $H_0 = H_{\mathrm{c}} + H_{\mathrm{d}}$, и $Z_0 = \mathrm{Tr}(e^{-H_0/T})$ – соответствующая статистическая сумма. Поскольку слои в этом приближении независимы, усредненный момент тождественно обращается в нуль:

$$\langle\boldsymbol{\tau}\rangle_0 = \mathrm{Tr}(\rho_0\boldsymbol{\tau}) \equiv 0. \tag{14}$$

Здесь $\langle\ldots\rangle_0$ обозначает усреднение по состоянию ρ_0.

Когда туннелирование адиабатически включается, начиная с далекого прошлого ($t = -\infty$), матрица плотности системы эволюционирует в состояние с конечным туннелированием. При этом $\langle\boldsymbol{\tau}\rangle$ также делается конечным. Мы вычислим $\langle\boldsymbol{\tau}\rangle$ для нашей гетероструктуры во втором порядке по $|\mathfrak{t}|$.

С этой целью введем представление взаимодействия $\mathcal{O}_I(t)$ для оператора $\mathcal{O}$ согласно соотношению

$$\mathcal{O}_I(t) = e^{iH_0 t}\mathcal{O}e^{-iH_0 t}. \tag{15}$$

Оператор туннелирования в представлении взаимодействия имеет вид

$$H_{\mathrm{T},I}(t) = -e^{-\eta|t|}\sum_{\mathbf{pk}\alpha} \mathfrak{t}_{\mathbf{k},\mathbf{p}} c^{\dagger}_{\alpha\mathbf{k},I}(t) d_{\alpha\mathbf{p},I}(t) + \mathrm{H.c.}, \tag{16}$$

где положительный параметр η следует устремить к нулю в конце вычислений. Нам также понадобится $\boldsymbol{\tau}_I(t)$, который записывается аналогично ур. (16).

Эволюция матрицы плотности в представлении взаимодействия ρ_I описывается дифференциальным уравнением

$$\frac{d\rho_I}{dt} = -i[H_{\mathrm{T},I}, \rho_I]. \tag{17}$$

Решая это уравнение, находим

$$\rho_I(t) = \rho_0 - i\int_{-\infty}^{t} dt'\,[H_{\mathrm{T},I}(t'), \rho_0] + O(\mathfrak{t}^2), \tag{18}$$

что справедливо в ведущем порядке по $H_{\mathrm{T},I}$.

Чтобы вычислить $\langle\boldsymbol{\tau}\rangle$ при конечном туннелировании, используем формулу $\langle\boldsymbol{\tau}\rangle = \mathrm{Tr}\{\rho_I(t)\boldsymbol{\tau}_I(t)\}$. Приходим к выводу, что во втором порядке по $\mathfrak{t}$ передаваемый момент равен

$$\langle\boldsymbol{\tau}\rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} dt'\boldsymbol{\chi}(t - t'), \tag{19}$$

где мы определили восприимчивость

$$\boldsymbol{\chi}(t) = i\theta(t)\langle[H_{\mathrm{T},I}(0), \boldsymbol{\tau}_I(t)]\rangle_0, \tag{20}$$

а интегрирование по t' сходится благодаря множителю $e^{-\eta|t'|}$. Уравнения (19) и (20) можно рассматривать как результат применения формализма Кубо к изучаемой системе.

Чтобы найти $\langle\boldsymbol{\tau}\rangle$, нужно вычислить $\boldsymbol{\chi}$. Подставляя определения $H_{\mathrm{T},I}$ и $\boldsymbol{\tau}_I$ в ур. (20), получаем

$$\boldsymbol{\chi} = \theta(t)\sum_{\mathbf{kp}} |\mathfrak{t}_{\mathbf{k},\mathbf{p}}|^2\left(\mathbf{X}_{\mathbf{kp}} - \mathbf{J}_{\mathbf{kp}}\right), \tag{21}$$

где $\mathbf{X}$ соответствует извлечению (eXtraction) электрона из зоны проводимости изолятора:

$$\mathbf{X}_{\mathbf{kp}} = \sum_{\alpha\beta\beta'}\Big[\langle c_{\alpha\mathbf{k},I}(0) c^{\dagger}_{\beta\mathbf{k},I}(t)\rangle_0 \langle d^{\dagger}_{\alpha\mathbf{p},I}(0) d_{\beta'\mathbf{p},I}(t)\rangle_0 + \langle c_{\beta'\mathbf{k},I}(t) c^{\dagger}_{\alpha\mathbf{k},I}(0)\rangle_0 \langle d^{\dagger}_{\beta\mathbf{p},I}(t) d_{\alpha\mathbf{p},I}(0)\rangle_0\Big]\boldsymbol{\sigma}_{\beta\beta'}, \tag{22}$$

а $\mathbf{J}$ отвечает за инжекцию (inJection) электрона:

$$\mathbf{J}_{\mathbf{kp}} = \sum_{\alpha\beta\beta'}\Big[\langle c^{\dagger}_{\beta\mathbf{k},I}(t) c_{\alpha\mathbf{k},I}(0)\rangle_0 \langle d_{\beta'\mathbf{p},I}(t) d^{\dagger}_{\alpha\mathbf{p},I}(0)\rangle_0 + \langle c^{\dagger}_{\alpha\mathbf{k},I}(0) c_{\beta'\mathbf{k},I}(t)\rangle_0 \langle d_{\alpha\mathbf{p},I}(0) d^{\dagger}_{\beta\mathbf{p},I}(t)\rangle_0\Big]\boldsymbol{\sigma}_{\beta\beta'}. \tag{23}$$

Поскольку при низкой температуре зона проводимости изолирующего слоя пуста, извлечение электрона из этой зоны невозможно, что делает все средние вида $\langle d^\dagger d\rangle_0$ пренебрежимо малыми. Следовательно, $\mathbf{X}$ в ур. (21) можно игнорировать. Для вычисления оставшегося члена $\mathbf{J}$ удобно ввести обозначения:

$$\mathfrak{D}^{\alpha\beta}_{\mathbf{p}}(t) = \langle d_{\alpha\mathbf{p},I}(t) d^\dagger_{\beta\mathbf{p},I}(0)\rangle_0, \tag{24}$$

$$\mathfrak{C}^{\alpha\beta}_{\mathbf{k}}(t) = \langle c^\dagger_{\beta\mathbf{k},I}(t) c_{\alpha\mathbf{k},I}(0)\rangle_0. \tag{25}$$

(Обратим внимание на порядок индексов в определении $\mathfrak{C}^{\alpha\beta}_{\mathbf{k}}$.) Рассматривая функции $\mathfrak{D}^{\alpha\beta}_{\mathbf{p}}$ и $\mathfrak{C}^{\alpha\beta}_{\mathbf{k}}$ как элементы матриц второго порядка $\hat{\mathfrak{D}}_{\mathbf{p}}$ и $\hat{\mathfrak{C}}_{\mathbf{k}}$, можно записать

$$\boldsymbol{\chi} = -\theta(t)\sum_{\mathbf{kp}} |\mathfrak{t}_{\mathbf{k},\mathbf{p}}|^2 \mathrm{Tr}\left[\hat{\mathfrak{C}}_{\mathbf{k}}(t)\boldsymbol{\sigma}\hat{\mathfrak{D}}_{\mathbf{p}}(t) + \hat{\mathfrak{D}}_{\mathbf{p}}(-t)\boldsymbol{\sigma}\hat{\mathfrak{C}}_{\mathbf{k}}(-t)\right]. \tag{26}$$

Заметим: $\langle c^\dagger_{\beta\mathbf{k},I}(t) c_{\alpha\mathbf{k},I}(0)\rangle^*_0 = \langle c^\dagger_{\alpha\mathbf{k},I}(-t) c_{\beta\mathbf{k},I}(0)\rangle_0$. То же верно и для средних от d-операторов. Значит:

$$\left[\hat{\mathfrak{C}}_{\mathbf{k}}(t)\right]^\dagger = \hat{\mathfrak{C}}_{\mathbf{k}}(-t), \quad \left[\hat{\mathfrak{D}}_{\mathbf{p}}(t)\right]^\dagger = \hat{\mathfrak{D}}_{\mathbf{p}}(-t). \tag{27}$$

Это явно устанавливает, что $\boldsymbol{\chi}$ вещественна.

Чтобы вычислить $\hat{\mathfrak{D}}(t)$, продифференцируем ее по времени и получим

$$i\frac{d\hat{\mathfrak{D}}_{\mathbf{p}}}{dt} = \hat{\mathcal{H}}_{\mathrm{d},\mathbf{p}}\hat{\mathfrak{D}}_{\mathbf{p}}, \tag{28}$$

где $\hat{\mathcal{H}}_{\mathrm{d},\mathbf{p}}$ – матрица 2×2:

$$\hat{\mathcal{H}}_{\mathrm{d},\mathbf{p}} = \varepsilon^{\mathrm{d}}_{\mathbf{p}}\mathbb{I} - \frac{\Delta_{\mathrm{d}}}{2}(\mathbf{n}_{\mathrm{d}}\cdot\boldsymbol{\sigma}). \tag{29}$$

Начальное условие для этого дифференциального уравнения:

$$\hat{\mathfrak{D}}_{\mathbf{p}}(0) = \mathbb{I}. \tag{30}$$

Чтобы доказать это, рассмотрим матричные элементы $\mathfrak{D}^{\alpha\beta}_{\mathbf{p}}(0) = \langle d_{\alpha\mathbf{p}} d^\dagger_{\beta\mathbf{p}}\rangle_0$. Таким образом,

$$\mathfrak{D}^{\alpha\beta}(0) = \delta_{\alpha\beta} - \langle d^\dagger_{\beta\mathbf{p}} d_{\alpha\mathbf{p}}\rangle_0 = \delta_{\alpha\beta}, \tag{31}$$

поскольку $\langle d^\dagger_{\beta\mathbf{p}} d_{\alpha\mathbf{p}}\rangle_0 = 0$ в незаполненной зоне.

Можно решить ур. (28) с начальным условием (30) и получить $\hat{\mathfrak{D}}_{\mathbf{p}}(t) = \exp(-i\hat{\mathcal{H}}_{\mathrm{d},\mathbf{p}}t)$, или, что эквивалентно,

$$\hat{\mathfrak{D}}_{\mathbf{p}} = e^{-i\varepsilon^{\mathrm{d}}_{\mathbf{p}}t}\left[\mathbb{I}\cos(\Delta_{\mathrm{d}}t/2) + i(\mathbf{n}_{\mathrm{d}}\cdot\boldsymbol{\sigma})\sin(\Delta_{\mathrm{d}}t/2)\right]. \tag{32}$$

Кроме того, матрица $\hat{\mathfrak{D}}_{\mathbf{p}}$ может быть выражена через спиновые проекторы

$$\hat{P}^{\mathrm{d}}_{\ell} = \frac{1}{2}\left[\mathbb{I} + \ell(\mathbf{n}_{\mathrm{d}}\cdot\boldsymbol{\sigma})\right], \quad \ell = \pm 1, \tag{33}$$

следующим образом:

$$\hat{\mathfrak{D}}_{\mathbf{p}} = \sum_{\ell=\pm1} e^{-i(\varepsilon^{\mathrm{d}}_{\mathbf{p}} - \ell\Delta_{\mathrm{d}}/2)t}\hat{P}^{\mathrm{d}}_{\ell}. \tag{34}$$

Уравнение для $\mathfrak{C}$ аналогично уравнению (28):

$$i\frac{d\hat{\mathfrak{C}}_{\mathbf{k}}}{dt} = -\hat{\mathfrak{C}}_{\mathbf{k}}\hat{\mathcal{H}}_{\mathrm{c},\mathbf{k}}, \tag{35}$$

$$\hat{\mathcal{H}}_{\mathrm{c},\mathbf{k}} = \varepsilon^{\mathrm{c}}_{\mathbf{k}}\mathbb{I} - \frac{\Delta_{\mathrm{c}}}{2}(\mathbf{n}_{\mathrm{c}}\cdot\boldsymbol{\sigma}). \tag{36}$$

Однако начальное условие отличается. Соотношение (27) показывает, что матрица $\hat{\mathfrak{C}}_{\mathbf{k}}(0)$ эрмитова. Следовательно, $\hat{\mathfrak{C}}_{\mathbf{k}}(0)$ можно выразить как линейную комбинацию единичной матрицы и трех матриц Паули с вещественными коэффициентами.

Коэффициенты в этой сумме не произвольны. Их можно найти с помощью следующих соображений. Поскольку $\mathrm{Tr}\hat{\mathfrak{C}}_{\mathbf{k}}(0)$ равно полному числу электронов в одноэлектронном состоянии с импульсом $\mathbf{k}$, коэффициент перед единичной матрицей должен быть равен $n_{\mathbf{k}}/2$, где $n_{\mathbf{k}} \in \{0,1,2\}$ – заполнение состояния с импульсом $\mathbf{k}$.

Если $n_{\mathbf{k}} = 1$, то единственный электрон, занимающий $\mathbf{k}$-состояние, имеет нескомпенсированный спин. Для оптимизации обменной энергии в H_{c} спиновая поляризация должна быть направлена вдоль $\mathbf{n}_{\mathrm{c}}$. Следовательно, $\mathrm{Tr}[(\mathbf{n}_{\mathrm{c}}\cdot\boldsymbol{\sigma})\hat{\mathfrak{C}}_{\mathbf{k}}(0)] = 1$. Приходим к выводу:

$$\hat{\mathfrak{C}}_{\mathbf{k}}(0) = \frac{n_{\mathbf{k}}}{2}\mathbb{I} + \frac{s_{\mathbf{k}}}{2}(\mathbf{n}_{\mathrm{c}}\cdot\boldsymbol{\sigma}), \tag{37}$$

где $s_{\mathbf{k}} = 1$, когда $n_{\mathbf{k}} = 1$. В противном случае $s_{\mathbf{k}} = 0$. Обобщая эти соотношения, мы можем написать:

$$n_{\mathbf{k}} = \sum_{\ell}\theta(-\varepsilon^{\mathrm{c}}_{\mathbf{k}} + \ell\Delta_{\mathrm{c}}/2), \tag{38}$$

$$s_{\mathbf{k}} = \sum_{\ell}\ell\theta(-\varepsilon^{\mathrm{c}}_{\mathbf{k}} + \ell\Delta_{\mathrm{c}}/2). \tag{39}$$

В частности, для полуметалла имеем либо $n_{\mathbf{k}} = s_{\mathbf{k}} = 1$, либо $n_{\mathbf{k}} = s_{\mathbf{k}} = 0$. Это соответствует тому, что слагаемые с $\ell = -1$ в ур. (38) и (39) тождественно равны нулю, как показывает неравенство (3).

Формальное решение ур. (35) с условием (37) имеет вид $\hat{\mathfrak{C}}_{\mathbf{k}}(t) = \hat{\mathfrak{C}}_{\mathbf{k}}(0)\exp(i\hat{\mathcal{H}}_{\mathrm{c},\mathbf{k}}t)$. Следовательно,

$$\hat{\mathfrak{C}}_{\mathbf{k}}(t) = \frac{e^{i\varepsilon^{\mathrm{c}}_{\mathbf{k}}t}}{2}\left\{\mathbb{I}[n_{\mathbf{k}}\cos(\Delta_{\mathrm{c}}t/2) - is_{\mathbf{k}}\sin(\Delta_{\mathrm{c}}t/2)] + (\mathbf{n}_{\mathrm{c}}\cdot\boldsymbol{\sigma})[s_{\mathbf{k}}\cos(\Delta_{\mathrm{c}}t/2) - in_{\mathbf{k}}\sin(\Delta_{\mathrm{c}}t/2)]\right\}. \tag{40}$$

Вводя проекторы $\hat{P}^{\rm c}_{\ell}$ по формуле, аналогичной ур. (33), но с $\mathbf{n}_{\rm c}$ вместо $\mathbf{n}_{\rm d}$, можно написать

$$\hat{\mathfrak{C}}_{\mathbf{k}} = \sum_{\ell} e^{i(\varepsilon^{\rm c}_{\mathbf{k}} - \ell\Delta_{\rm c}/2)t}\theta(-\varepsilon^{\rm c}_{\mathbf{k}} + \ell\Delta_{\rm c}/2)\hat{P}^{\rm c}_{\ell}. \tag{41}$$

Полученные выражения для $\hat{\mathfrak{C}}_{\mathbf{k}}$ и $\hat{\mathfrak{D}}_{\mathbf{p}}$ нужно использовать в ур. (26). Начнем с соотношения

$$\mathrm{Tr}[\hat{\mathfrak{C}}_{\mathbf{k}}\boldsymbol{\sigma}\hat{\mathfrak{D}}_{\mathbf{p}}] = \sum_{\ell,\ell'} e^{i(\varepsilon^{\rm c}_{\mathbf{k}} - \ell\Delta_{\rm c}/2)t} e^{-i(\varepsilon^{\rm d}_{\mathbf{p}} - \ell'\Delta_{\rm d}/2)t} \times \theta(-\varepsilon^{\rm c}_{\mathbf{k}} + \ell\Delta_{\rm c}/2)\mathrm{Tr}[\hat{P}^{\rm c}_{\ell}\boldsymbol{\sigma}\hat{P}^{\rm d}_{\ell'}]. \tag{42}$$

Используя правила умножения матриц Паули, доказываем

$$\mathrm{Tr}[\hat{P}^{\rm c}_{\ell}\boldsymbol{\sigma}\,\hat{P}^{\rm d}_{\ell'}] = \frac{1}{2}\big(\ell'\,\mathbf{n}_{\rm d} + \ell\,\mathbf{n}_{\rm c} - i\ell\ell'[\mathbf{n}_{\rm c}\times\mathbf{n}_{\rm d}]\big). \tag{43}$$

Приходим к выводу, что восприимчивость равна

$$\boldsymbol{\chi}(t) = -\frac{\theta(t)}{2}\sum_{\mathbf{kp}}|\mathrm{t}_{\mathbf{k},\mathbf{p}}|^2\sum_{\ell\ell'}\Big\{\theta(-\varepsilon^{\rm c}_{\mathbf{k}} + \ell\Delta_{\rm c}/2) \times\Big(\ell'\,\mathbf{n}_{\rm d} + \ell\,\mathbf{n}_{\rm c} - i\ell\ell'\,[\mathbf{n}_{\rm c}\times\mathbf{n}_{\rm d}]\Big) \times e^{-i(\varepsilon^{\rm d}_{\mathbf{p}} - \varepsilon^{\rm c}_{\mathbf{k}} + \ell\Delta_{\rm c}/2 - \ell'\Delta_{\rm d}/2)t}\Big\} + \text{C.c.} \tag{44}$$

Интегрирование по времени в ур. (19) выполняется тривиально. Вклады, пропорциональные $\mathbf{n}^{\rm c,d}$, тождественно обращаются в нуль, остается только слагаемое

$$\langle\boldsymbol{\tau}\rangle = \mathcal{E}_0[\mathbf{n}_{\rm c}\times\mathbf{n}_{\rm d}]. \tag{45}$$

В этой формуле коэффициент $\mathcal{E}_0$ равен

$$\mathcal{E}_0 = \sum_{\mathbf{kp}}|\mathrm{t}_{\mathbf{k},\mathbf{p}}|^2\sum_{\ell\ell'}\frac{\ell\ell'\theta(-\varepsilon^{\rm c}_{\mathbf{k}} + \ell\Delta_{\rm c}/2)}{\varepsilon^{\rm d}_{\mathbf{p}} - \varepsilon^{\rm c}_{\mathbf{k}} + \ell\Delta_{\rm c}/2 - \ell'\Delta_{\rm d}/2}. \tag{46}$$

Если переписать ур. (45) в духе уравнения Ландау–Лифшица $\langle\boldsymbol{\tau}\rangle = [\mathbf{M}_{\rm c}\times\mathbf{H}_{\rm eff}]$, где эффективное поле равно $\mathbf{H}_{\rm eff} = -\partial U_{\rm m}/\partial\mathbf{M}_{\rm c}$, можно отождествить $\mathcal{E}_0\mathbf{n}_{\rm d}/M_{\rm c}$ с $\mathbf{H}_{\rm eff}$, откуда получаем магнитную обменную энергию

$$U_{\rm m} = -\mathcal{E}_0(\mathbf{n}_{\rm c}\cdot\mathbf{n}_{\rm d}), \tag{47}$$

связывающую намагниченности по разные стороны границы раздела. Коэффициент $\mathcal{E}_0$ следует воспринимать как константу обменной энергии интерфейса, обусловленной туннелированием электронов.

Чтобы вычислить $\mathcal{E}_0$, предположим шероховатую границу раздела и аппроксимируем амплитуду туннелирования [7]

$$|\mathrm{t}_{\mathbf{k},\mathbf{p}}|^2 = \frac{\mathcal{A}}{V_{\rm c}V_{\rm d}}\Gamma_0, \tag{48}$$

где $\mathcal{A}$ – площадь границы раздела, $V_{\rm c,d}$ – объемы пленок, а Γ_0 – эффективная константа, характеризующая усредненную интенсивность туннелирования. Приведенная теоретическая процедура предполагает, что случайная величина $|\mathrm{t}_{\mathbf{k},\mathbf{p}}|^2$ испытывает самоусреднение на пространственных масштабах, в пределах которых векторы $\mathbf{n}_{\rm c}$ и $\mathbf{n}_{\rm d}$ остаются почти неизменными.

Вводя одноэлектронные плотности состояний (ПС) $\nu_{\rm c,d}$, записываем

$$\mathcal{E}_0 = \mathcal{A}\Gamma_0\Delta_{\rm d}\int d\varepsilon^{\rm c}d\varepsilon^{\rm d}\nu_{\rm c}(\varepsilon^{\rm c})\nu_{\rm d}(\varepsilon^{\rm d}) \times\sum_{\ell}\frac{\ell\theta(-\varepsilon^{\rm c} + \ell\Delta_{\rm c}/2)}{(\varepsilon^{\rm d} - \varepsilon^{\rm c} + \ell\Delta_{\rm c}/2)^2 - \Delta_{\rm d}^2/4}. \tag{49}$$

Эта формула явно демонстрирует, что передаваемый момент пропорционален площади границы раздела, как и следовало ожидать.

5. Вычисление передаваемого момента. Если проводящая пленка является полуметаллом, тогда, как показывает неравенство (3), в ур. (49) остается только слагаемое с $\ell = 1$, что приводит к упрощению:

$$\mathcal{E}_0 = \mathcal{A}\Gamma_0\Delta_{\rm d}\int\frac{d\varepsilon^{\rm c}d\varepsilon^{\rm d}\nu_{\rm c}\nu_{\rm d}\theta(-\varepsilon^{\rm c} + \Delta_{\rm c}/2)}{(\varepsilon^{\rm d} - \varepsilon^{\rm c} + \Delta_{\rm c}/2)^2 - \Delta_{\rm d}^2/4}. \tag{50}$$

Таким образом, необходимо вычислить интеграл

$$I = \int\limits_{-\varepsilon^{\rm c}_0}^{\Delta_{\rm c}/2} d\varepsilon^{\rm c}\nu_{\rm c}(\varepsilon^{\rm c})\int\limits_{\varepsilon^{\rm d}_0}^{+\infty}\frac{d\varepsilon^{\rm d}\nu_{\rm d}(\varepsilon^{\rm d})}{(\varepsilon^{\rm d} - \varepsilon^{\rm c} + \Delta_{\rm c}/2)^2 - \Delta_{\rm d}^2/4}. \tag{51}$$

Здесь переменная $\varepsilon^{\rm d}$ пробегает всю (незаполненную) зону проводимости изолятора, а интегрирование по $\varepsilon^{\rm c}$ учитывает все заполненные электронные состояния. Неравенство (3) гарантирует, что верхний предел интегрирования всегда превышает нижний.

Предполагая большую диэлектрическую щель

$$\varepsilon^{\rm d}_0 \gg \Delta_{\rm d}/2, \quad \varepsilon^{\rm d}_0 \gg \varepsilon^{\rm c}_0 + \Delta_{\rm c}/2, \tag{52}$$

мы отбросим слагаемое $\Delta_{\rm d}^2/4$ в знаменателе ур. (51). Вводя новую переменную интегрирования $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon^{\rm d} - \varepsilon^{\rm c} + \Delta_{\rm c}/2$, можно записать

$$I \approx \int_{-\varepsilon^{\rm c}_0}^{\Delta_{\rm c}/2} d\varepsilon^{\rm c}\,\nu_{\rm c}(\varepsilon^{\rm c})\int_{E(\varepsilon^{\rm c})}^{+\infty}\frac{d\tilde{\varepsilon}}{\tilde{\varepsilon}^2}\,\nu_{\rm d}(\tilde{\varepsilon} + \varepsilon^{\rm c} - \Delta_{\rm c}/2), \tag{53}$$

$$\text{где} \quad E(\varepsilon^{\rm c}) = \varepsilon^{\rm d}_0 - \varepsilon^{\rm c} + \Delta_{\rm c}/2. \tag{54}$$

В зависимости от $\varepsilon^{\mathrm{c}} \in [-\varepsilon_0^{\mathrm{c}}; \Delta_{\mathrm{c}}/2]$ значение функции $E(\varepsilon^{\mathrm{c}})$ меняется в интервале от $\varepsilon_0^{\mathrm{d}}$ и до $\varepsilon_0^{\mathrm{d}} + \varepsilon_0^{\mathrm{c}} + \Delta_{\mathrm{c}}/2$. Неравенство (52) позволяет упростить эту зависимость: $E \approx \varepsilon_0^{\mathrm{d}}$ для всех значений ε^{c}. Аналогично, $\nu_{\mathrm{d}}(\tilde{\varepsilon} + \varepsilon^{\mathrm{c}} - \Delta_{\mathrm{c}}/2) \approx \nu_{\mathrm{d}}(\tilde{\varepsilon})$.

Эти приближения расцепляют интегрирования по ε^{c} и $\tilde{\varepsilon}$ в ур. (51). Интеграл по $\tilde{\varepsilon}$ зависит только от свойств изолятора. Для дисперсии (5) получаем

$$\int_{\varepsilon_0^{\mathrm{d}}}^{+\infty} \frac{d\tilde{\varepsilon}\nu_{\mathrm{d}}(\tilde{\varepsilon})}{\tilde{\varepsilon}^2} = \frac{\nu_{\mathrm{d}}^{\mathrm{eff}}}{\varepsilon_0^{\mathrm{d}}}, \tag{55}$$

где $\nu_{\mathrm{d}}^{\mathrm{eff}} = \frac{(2m_{\mathrm{d}})^{3/2}}{4\pi}\sqrt{\varepsilon_0^{\mathrm{d}}}$ можно интерпретировать как эффективную ПС зоны проводимости, характеризующую состояния, доступные для электронов при виртуальном туннелировании в изолятор. Действительно, весовая функция $1/\tilde{\varepsilon}^2$ в определении (55) сконцентрирована у дна зоны, что указывает на сильное подавление туннелирования в состояния с более высокой энергией. Это подавление также означает, что приближение эффективной массы (5), справедливое вблизи дна зоны, достаточно для наших целей.

Для интеграла по ε^{c} мы напишем

$$\int_{-\varepsilon_0^{\mathrm{c}}}^{\Delta_{\mathrm{c}}/2} d\varepsilon^{\mathrm{c}}\, \nu_{\mathrm{c}}(\varepsilon^{\mathrm{c}}) = n_{\mathrm{c}}, \tag{56}$$

где n_{c} – концентрация электронов в металлической пленке. Таким образом, $I \approx \nu_{\mathrm{d}}^{\mathrm{eff}} n_{\mathrm{c}}/\varepsilon_0^{\mathrm{d}}$, а значит

$$\mathcal{E}_0 \approx \mathcal{A}\nu_{\mathrm{d}}^{\mathrm{eff}} n_{\mathrm{c}} \Gamma_0 \frac{\Delta_{\mathrm{d}}}{\varepsilon_0^{\mathrm{d}}}. \tag{57}$$

Уместно также интерпретировать интеграл в ур. (56) как среднее, с точностью до множителя, от $\nu_{\mathrm{c}} = \nu_{\mathrm{c}}(\varepsilon^{\mathrm{c}})$ по энергетическому окну $[-\varepsilon_0^{\mathrm{c}}; \Delta_{\mathrm{c}}/2]$ с постоянной весовой функцией. Это мотивирует определение

$$\nu_{\mathrm{c}}^{\mathrm{eff}} = \frac{n_{\mathrm{c}}}{\varepsilon_0^{\mathrm{c}} + \Delta_{\mathrm{c}}/2}. \tag{58}$$

Величина $\nu_{\mathrm{c}}^{\mathrm{eff}}$ играет роль эффективной ПС для металлической пленки.

Выражение для $\mathcal{E}_0$ тогда принимает вид

$$\mathcal{E}_0 \approx \mathcal{A}\tilde{g}\left[\frac{\Delta_{\mathrm{d}}(\varepsilon_0^{\mathrm{c}} + \Delta_{\mathrm{c}}/2)}{\varepsilon_0^{\mathrm{d}}}\right], \tag{59}$$

где мы определили величину $\tilde{g} = \Gamma_0 \nu_{\mathrm{c}}^{\mathrm{eff}} \nu_{\mathrm{d}}^{\mathrm{eff}}$, которую можно рассматривать как характеристику прозрачности интерфейса. Разумеется, поскольку одна из пленок является изолятором, эта характеристика относится только к непосредственной окрестности границы раздела. Как только электрон протуннелировал внутрь диэлектрика, дальнейшее распространение от границы раздела останавливается конечной щелью $\sim \varepsilon_0^{\mathrm{d}}$, возвращающей частицу обратно в проводник.

Это соображение дает интуитивное объяснение подавления $\mathcal{E}_0$ с ростом $\varepsilon_0^{\mathrm{d}}$, что ясно видно в ур. (57): при больших $\varepsilon_0^{\mathrm{d}}$ время пребывания электрона в изоляторе

$$t_{\mathrm{rsd}} \sim \frac{1}{\varepsilon_0^{\mathrm{d}}} \tag{60}$$

становится короче, что снижает эффективность передачи момента.

Проведем грубую оценку $\mathcal{E}_0/\mathcal{A}$. Будем считать, что все энергетические масштабы в ур. (59) по порядку величины равны 1 эВ, так что выражение в квадратных скобках может быть оценено в 1 эВ. Для $\tilde{g}$ запишем $\tilde{g} \sim \eta/(0.4\,\text{нм})^2$, где коэффициент η может быть интерпретирован как эффективная прозрачность интерфейса элементарной площади $\sim 0.1\,\text{нм}^2$. Таким образом, мы получим $\mathcal{E}_0/\mathcal{A} \sim 10^3\eta\,\text{мДж/м}^2$. Итак, даже небольшое значение $\eta \ll 1$ может приводить к обменной энергии на единицу площади порядка нескольких мДж/м^2. Такой масштаб сопоставим с экспериментально измеряемыми [8] величинами обменной связи в некоторых магнитных структурах. Однако это сравнение следует рассматривать лишь как ориентир по порядку величины: в указанных системах обменная связь обусловлена иными механизмами и структурой разделяющего слоя, поэтому данные работы [8] не являются прямым измерением рассматриваемой здесь обменной энергии.

Полученное значение $\mathcal{E}_0$ положительно. Математически это следует из большой величины $\varepsilon_{\mathrm{d}}^0$, которая выражается двумя неравенствами (52). Положительное $\mathcal{E}_0$ указывает на то, что в равновесии туннелирование электронов стремится выстроить намагниченности пленок параллельно друг другу, как показывает магнитная энергия (47). Следует, однако, иметь в виду, что туннелирование может быть не единственным механизмом, влияющим на ориентации параметров порядка в нашей гетероструктуре.

6. Влияние тока на передаваемый момент. Развитая выше микроскопическая теория описывает равновесный перенос углового момента через интерфейс. Естественно расширить эту постановку на неравновесную ситуацию, задавшись вопросом, как повлияет электрический ток, текущий в проводящем ферромагнетике, на передаваемый момент.

В проводящих ферромагнетиках зарядовый ток сопровождается также и спиновым током. При рас-

пространении по пространственно неоднородной магнитной текстуре спиновый ток порождает дополнительный вращающий момент: в простейшем описании возникает поправка вида

$$(\mathbf{j}_\mathrm{c}\cdot\nabla)\mathbf{n}_\mathrm{c}, \tag{61}$$

которую можно интерпретировать как адвекцию спина электрическим током [9]. Аналогичный механизм был предложен для гетероструктуры, состоящей из проводящего и диэлектрического ферромагнетиков, на основе соображений симметрии [5, 6]. В этих работах постулируется, что ток $\mathbf{j}_{\parallel,\mathrm{c}}$, текущий в проводнике параллельно границе раздела, создает дополнительный вращающий момент, воздействующий на намагниченность изолятора. В динамических уравнениях возникает токозависящий вклад, пропорциональный величине

$$(\mathbf{j}_{\parallel,\mathrm{c}}\cdot\nabla)\mathbf{n}_\mathrm{d}. \tag{62}$$

Члены такого вида могли бы представлять значительный практический интерес. Действительно, в отличие от ур. (61), ток $\mathbf{j}_{\parallel,\mathrm{c}}$ и намагниченность $\mathbf{n}_\mathrm{d}$ относятся к разным слоям гетероструктуры. Это означает, что магнитным порядком изолятора можно управлять с помощью тока, текущего исключительно через проводящий слой, – именно то, что необходимо, например, для работы упомянутой выше "магнитной батареи" [6].

Эти идеи и будут предметом дальнейшего анализа. Механизмы, опирающиеся на спин-орбитальное взаимодействие (например, спиновый эффект Холла [10]), способны генерировать вращающие моменты даже в пространственно однородных текстурах. Однако мы их исследовать не будем: они требуют более сложных систем, рассмотрение которых выходит за рамки этой статьи.

Что наш подход может сказать о поправках вида (62)? В проводящем ферромагнетике производная в ур. (61) возникает потому, что электрон проводимости распространяется непосредственно через магнитную текстуру, испытывая на себе воздействие ее пространственного изменения. В нашей гетероструктуре ситуация иная: электрон "посещает" диэлектрический слой лишь виртуально, в течение конечного времени пребывания t_rsd. Для характерной щели $\varepsilon_0^\mathrm{d}\sim 2\,$эВ воспользуемся ур. (60) и получим субфемтосекундное время пребывания $t_\mathrm{rsd}\sim 3\times10^{-16}$ с. Успеет ли электрон за это, весьма краткое, время ощутить пространственную вариацию магнитной текстуры изолятора – вот центральный вопрос. Мы увидим ниже, что ответ на него отрицательный.

Представим сначала, что электрон протуннелировал в диэлектрик, сохранив свою скорость $\mathbf{v}_0$, которую мы оценим сверху как $|\mathbf{v}_0|<\sqrt{2E_\mathrm{F}/m_\mathrm{e}}\sim$ $\sim 2\times10^6$ м/с, где $E_\mathrm{F}=\varepsilon_0^\mathrm{c}+\Delta_\mathrm{c}/2$ – это энергия Ферми, которую мы оценим $\sim 10\,$эВ. За время t_rsd смещение электрона в диэлектрике равно

$$\delta r_0\sim 6\times10^{-10}\,\text{м}, \tag{63}$$

что соответствует примерно одной элементарной длине в сложном кристалле.

Полученная оценка подразумевает, что за время туннелирования носитель не будет иметь возможности "исследовать" сколь-нибудь заметную окрестность начальной точки вхождения в диэлектрик. Электрон будет всегда оставаться в одном и том же магнитном окружении. Это делает процесс туннелирования совершенно нечувствительным к величинам, содержащим $\nabla\mathbf{n}_\mathrm{d}$.

Положение дополнительно усугубляется тем, что искомая поправка пропорциональна не скорости одного какого-то электрона $\mathbf{v}_0$, а дрейфовой скорости всего коллектива, которая есть среднее по ансамблю $\overline{\mathbf{v}}_0=\mathbf{v}_\mathrm{drift}\propto\mathbf{j}_{\parallel,\mathrm{c}}$. Для экспериментально доступных токов $\mathbf{v}_\mathrm{drift}$ много меньше скорости Ферми. Мы заключаем, что вклады множества электронов в токозависящую поправку почти полностью взаимно сократятся, оставляя после себя лишь малый остаток, пропорциональный току.

Электрическое поле E, создающее ток в проводнике, может проникнуть и в диэлектрик, где оно будет ускорять "виртуальный" электрон в направлении, противоположном току. Возможно, такой механизм может связать транспортный ток и передачу момента? Для типичной проводимости $\sigma\sim10^7$ См/м и плотности тока $j\sim10^{11}$ А/м^2 получаем $E=j/\sigma\sim$ $\sim10^4$ В/м. Дополнительное смещение, вызванное полем E, равно

$$\delta r_E=\frac{eEt_\mathrm{rsd}^2}{2m_\mathrm{e}}\sim10^{-16}\ \text{м}, \tag{64}$$

что на много порядков меньше межатомного расстояния.

Итак, мы видим, что ни дрейфовое движение, ни электрическое поле, связанные с экспериментально доступными транспортными токами, не могут заметно влиять на перенос спинового углового момента через интерфейс. Наши оценки опираются только на характерное время t_rsd, ур. (60), и поэтому не зависят от более тонких деталей зонной структуры или модели туннелирования.

Отметим, что наш анализ показывает, что увеличение прозрачности границы раздела не являет-

ся эффективной стратегией повышения исследуемого неравновесного вклада. Хотя более прозрачная граница усиливает равновесную обменную константу $\mathcal{E}_0$, она не удлиняет время пребывания для виртуального промежуточного состояния, которое контролируется энергией возбуждения $\varepsilon_0^{\mathrm{d}}$. Следовательно, токозависящая поправка останется малой. Это приводит к несколько парадоксальному выводу. Равновесная обменная связь $\mathcal{E}_0$ может быть достаточно сильной, чтобы производить наблюдаемый физический эффект, при этом электрический ток, текущий в проводящем ферромагнетике, практически не меняет процесс обмена угловым моментом через интерфейс.

Можно вместо этого попытаться увеличить время пребывания, уменьшая $\varepsilon_0^{\mathrm{d}}$. Однако достаточно малые значения этой величины делают неприменимой нашу теорию возмущений. Кроме того, при малой щели и конечной температуре тепловое возбуждение электронов в зону проводимости в конечном итоге разрушает диэлектрические свойства. Режим малой щели поэтому требует другого теоретического описания и выходит за рамки настоящей работы.

7. Обсуждение и выводы. Мы показали, что токозависящие поправки к передаваемому моменту, предложенные ранее на основе соображений симметрии, оказываются параметрически подавленными. Причиной служит краткость виртуального процесса: за время пребывания в диэлектрике электрон не успевает ощутить пространственное изменение магнитного порядка. Этот вывод не зависит от эффективной прозрачности интерфейса, и не может быть обойден простым улучшением качества границы раздела.

Равновесная передача момента, напротив, не чувствительна к тому, насколько мало смещение электрона в диэлектрике по сравнению с характерным масштабом изменения магнитной текстуры. Она определяется прозрачностью интерфейса и величиной электронной щели. Таким образом, набор характеристик гетероструктуры, определяющий равновесную передачу момента, не совпадает с набором, отвечающим за токозависящие поправки к ней.

Полученный результат накладывает важные ограничения на предложения по токовому управлению магнитным порядком в изоляторе. В частности, это касается концепции "магнитной батареи". Физический механизм, препятствующий эффективному управлению, не связан с конкретным типом магнитного порядка, и те же аргументы, как ожидается, применимы к более широкому классу гетероструктур проводящий магнетик/изолирующий магнетик, включая системы с антиферромагнитными изолирующими слоями. Этот вывод может быть важен в контексте развивающейся антиферромагнитной спинтроники [10–12]. Не исключено, что более тонкая инженерия гетероструктуры – например, целенаправленное изменение зонной структуры или свойств интерфейса – позволит в будущем ослабить указанные ограничения.

Финансирование работы. Работа была выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект FZWM-2024-0011.

Конфликт интересов. Автор данной работы заявляет, что у него нет конфликта интересов.

1. J. C. Slonczewski, "Current-driven excitation of magnetic multilayers", J. Magn. Magn. Mater. **159**, L1 (1996).
2. A. Brataas, A. D. Kent, and H. Ohno, "Current-induced torques in magnetic materials", Nat. Mater. **11**, 372 (2012).
3. Ю. К. Фетисов, А. С. Сигов, "Спинтроника: физические основы и устройства", Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии (РЭНСИТ) **10**, 343 (2018) [Yu. K. Fetisov and A. S. Sigov, "Spintronics: Physical Foundations and Devices", RENSIT **10**, 343 (2018)]; 10.17725/rensit.2018.10.343.
4. I. A. Tasiu, M. P. Islam, M. K. Prity, N. M. Tasniya, D. Samar, A. U. Mariya, H. Zhou, and J.-W. Gao, "Spintronics technology: A comprehensive review of materials, applications, and future trends", J. Sci.: Adv. Mater. Devices **11**, 101087 (2026).
5. J. Zou, S. K. Kim, and Y. Tserkovnyak, "Topological transport of vorticity in Heisenberg magnets", Phys. Rev. B **99**, 180402(R) (2019).
6. D. Jones, J. Zou, S. Zhang, and Y. Tserkovnyak, "Energy storage in magnetic textures driven by vorticity flow", Phys. Rev. B **102**, 140411(R) (2020).
7. А. И. Абрикосов, *Основы теории металлов*, 2-е изд. (Физматлит, М., 2010), гл. 22, с. 526 [A. A. Abrikosov, *Fundamentals of the Theory of Metals* (Dover Publications, Mineola, NY, 2017), ch. 22, p. 548].
8. J. Lisik, S. Myrtle, and E. Girt, "Noncollinear interlayer exchange coupling across IrFe spacer layers", J. Magn. Magn. Mater. **585**, 171109 (2023).
9. S. Zhang and Z. Li, "Roles of Nonequilibrium Conduction Electrons on the Magnetization Dynamics of Ferromagnets", Phys. Rev. Lett. **93**, 127204 (2004).
10. A. Manchon, J. Železný, I. M. Miron, T. Jungwirth, J. Sinova, A. Thiaville, K. Garello, and P. Gambardella,

"Current-induced spin-orbit torques in ferromagnetic and antiferromagnetic systems", Rev. Mod. Phys. **91**, 035004 (2019).

11. D. Xiong, Yu. Jiang, K. Shi, A. Du, Y. Yao, Z. Guo, D. Zhu, K. Cao, S. Peng, W. Cai, D. Zhu, and W. Zhao, "Antiferromagnetic spintronics: An overview and outlook", Fundam. Res. **2**, 522 (2022).
12. Z. Guo, X. Wang, W. Wang, G. Zhang, X. Zhou, and Z. Cheng, "Spin-Polarized Antiferromagnets for Spintronics", Adv. Mater. **37**, e2505779 (2025).