

ИНЖЕКЦИЯ СПИНА ДВИЖУЩЕЙСЯ ДОМЕННОЙ СТЕНКОЙ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА АНТИФЕРРОМАГНИТНОГО ИЗОЛЯТОРА С ДВУМЕРНЫМ МЕТАЛЛОМ

*А. Г. Мальшиков**

*Институт спектроскопии Российской академии наук
108840, Троицк, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 14 февраля 2023 г.,
после переработки 30 мая 2023 г.
Принята к публикации 31 мая 2023 г.

Показано, что доменная стенка, движущаяся параллельно магнитно-компенсированной границе между антиферромагнитным изолятором и двумерным металлом, способна инжектировать спиновую поляризацию в металл. При этом предполагается, что локализованные спины изолятора взаимодействуют со спинами электронов проводимости с помощью обменного взаимодействия на границе раздела. Использован формализм неравновесных гриновских функций для электронов, испытывающих потенциальное и спин-орбитальное рассеяние на случайных примесях. Этот формализм позволяет исследовать эффекты, обусловленные инжекцией, диффузией и релаксацией спиновой плотности в двумерном газе электронов. Показано, что инжекция макроскопической намагниченности в металлическую пленку осуществляется во втором порядке теории возмущений по обменному взаимодействию на границе раздела. При достаточно слабой спиновой релаксации инжектированная намагниченность может оказаться значительно сильнее магнетизма Паули, который обусловлен слабым ферромагнитным обменным полем. Это поле создается движущейся доменной стенкой в антиферромагнитном изоляторе и ориентирует спины электронов металла уже в первом порядке теории возмущений. Показано, что вызванная доменной стенкой спиновая поляризация чувствительна к геометрии поверхности Ферми и сильно возрастает при приближении энергии Ферми к сингулярности Ван Хофа, если волновой вектор обратной магнитной решетки антиферромагнетика близок к вектору конгруэнтности поверхности (линии) Ферми. Показано, что спиновая поляризация следует за движением доменной стенки, распределяясь при этом асимметрично около нее на расстояния, которые могут быть гораздо больше, чем толщина доменной стенки.

DOI: 10.31857/S0044451023120179

EDN: MYBQCA

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время антиферромагнетики (АФМ) привлекли к себе возрастающее внимание из-за перспективы их применения во многих приложениях спинтроники. Одной из важнейших характеристик устройств, использующих спиновый транспорт, является их способность передавать и контролировать спиновую поляризацию. С этой точки зрения АФМ-материалы демонстрируют немало интересных свойств. Результаты исследований в этой обла-

сти были изложены в нескольких обзорах (например, [1–4]). Значительный прогресс был достигнут в понимании механизмов передачи углового момента между локализованными спинами и электронами проводимости в металлических АФМ, так же как и транспорта углового момента через границу раздела металла и АФМ-изолятора (АФМИ) или АФМ [5–11]. Эти механизмы позволяют контролировать как локализованные спины АФМ, так и спины электронов проводимости. Например, как следует из недавних экспериментов, спиновый ток электронов может вызвать поворот магнитных моментов АФМ [4, 12–14]. И наоборот, когда неелевский дальний порядок меняется во времени, угловой момент может передаваться через границу раздела электронам парамагнитного металла, контактирующего с АФМ [6, 15]. При этом спиновая поляризация мо-

* E-mail: malsh@isan.troitsk.ru

жет доставляться к этой границе спиновыми волнами [6, 16–18] или движущимися магнитными текстурами нетривиальной топологии, такими как доменные стенки (ДС) и скирмионы. По сравнению с ферромагнетиками, в АФМ спиновые волны и топологические спиновые текстуры проявляют намного более быструю динамику с меньшей диссипацией энергии. Например, в АФМИ спиновые волны способны пробегать большие (субмикронные) расстояния благодаря их относительно большому времени жизни [19], тогда как ДС могут двигаться гораздо быстрее, чем в ферромагнетиках [20–24]. Эти выдающиеся свойства АФМ и АФМИ создают базис для их будущего применения в спинтронике.

До сих пор основные усилия в исследовании спинового транспорта из АФМИ в парамагнитный металл были сосредоточены на трехмерных металлах. С другой стороны, большой интерес привлекают к себе двумерные гетероструктуры, которые состоят из магнитных материалов и двумерных металлов. Главным образом этот интерес вызван прогрессом в создании новых разнообразных двумерных ван-дер-ваальсовых металлов и изоляторов. Однако проблема инжекции спина (спиновой накачки) в двумерный металл посредством движущейся в АФМИ магнитной текстуры не была затронута в литературе.

В то же время есть существенные различия в том, как этот эффект проявляется в двумерных и трехмерных системах. Прежде всего двумерные электроны взаимодействуют с локализованными спинами на поверхности раздела, которые образуют текстуру той же пространственной размерности, что и газ электронов проводимости. Таким образом, интерференция зависящих от спина когерентных амплитуд рассеяния на двух АФМ-подрешетках может привести к значительному возрастанию взаимодействия электронов проводимости с локализованными спинами АФМ. Этот эффект становится особенно заметным, когда поверхность (линия) Ферми имеет конгруэнтные участки, которые совмещаются при сдвиге на волновой вектор, отвечающий АФМ-порядку локализованных спинов на поверхности раздела. В то же время в трехмерных системах данный эффект ослаблен из-за интегрирования по волновому вектору, который перпендикулярен поверхности.

Еще одна особенность двумерной системы состоит в том, что транспорт электронов осуществляется вдоль границы раздела. Поэтому электроны всегда находятся в близком контакте со спинами АФМ, в то время как в трехмерных металлах угловой момент, полученный электронами от динамической тексту-

ры АФМИ, уносится ими в глубь металла. Поэтому такой металл может рассматриваться как спиновый резервуар. В этом случае транспорт углового момента через поверхность раздела определяется так называемой смешанной проводимостью [6, 25], которая представляет собой локальный параметр, относящийся к данной поверхности. Такого рода подход не пригоден для анализа переноса спина через границу раздела между АФМИ и двумерным металлом, так как данный процесс тесно связан с транспортом электронов вдоль поверхности. Поэтому требуется унифицированная теория, которая учитывает квантовую динамику двумерного газа электронов и их взаимодействие с локализованными спинами АФМ с зависящей от времени и пространственных координат спиновой структурой.

При решении этой задачи будет использован формализм неравновесных функций Грина [26] для «грязного» двумерного металла, электроны в котором взаимодействуют с локализованными спинами АФМИ посредством обменного взаимодействия J . Этот подход будет применяться к проблеме инжекции спиновой плотности в металл посредством ДС, которая скользит вдоль магнитно-скомпенсированной поверхности раздела, как показано на рис. 1. Кроме потенциального рассеяния электронов на случайно распределенных примесях будет также учитываться их спин-орбитальное рассеяние. Последнее приводит к релаксации спиновой плотности электронов проводимости, в результате чего в диффузионном режиме распределение спиновой плотности расплывается и убывает во времени. Электроны будут рассматриваться в рамках простой модели сильной связи, где квадратные кристаллические решетки металла и АФМИ образуют соизмеримый контакт. Обменное взаимодействие рассматривается по теории возмущений, которую можно использовать когда $J \ll \mu$, где μ — химический потенциал электронов проводимости, отсчитанный от центра зоны проводимости, где располагаются сингулярность Ван Хофа и вызванная обменным взаимодействием щель [1] в спектре электронов. Предполагается, что μ находится недалеко от данной щели.

В рамках теории возмущений накачка макроскопической спиновой поляризации под действием быстро меняющегося в пространстве АФМ-порядка осуществляется только при четных степенях J . С другой стороны, кроме такого быстро меняющегося в пространстве АФМ-спинового порядка, меняющаяся во времени АФМ-текстура сопровождается появлением слабой ферромагнитной упорядоченно-

сти вблизи движущейся ДС [27]. В свою очередь, такая макроскопическая намагниченность приводит к спиновой поляризации двумерного газа электронов уже в первом порядке по J (магнетизм Паули). Однако, как будет показано ниже, при соответствующем подборе параметров, эффект, вызванный вторым порядком теории возмущений, может существенно превзойти магнетизм Паули, так как эти оба явления обусловлены сильно отличающимися физическими механизмами. Действительно, в первом случае угловой момент, который переносит ДС, переносится также через границу раздела и передается электронам. Этот процесс сопровождается увеличением спиновой поляризации электронов проводимости вблизи ДС, причем спиновая плотность тем больше, чем больше время релаксации спина. Наоборот, эффект первого порядка представляет собой намагниченность Паули, созданную «ферромагнитным» обменным полем в окрестности ДС. Данная спиновая поляризация не зависит существенным образом от времени спиновой релаксации.

Статья построена следующим образом. Во втором разделе излагается общий формализм, относящийся к вычислению спиновой поляризации двумерного грязного газа электронов под действием движущейся АФМ ДС. Третий раздел посвящен расчету спиновой поляризации. Результаты обсуждаются в последнем разделе. Детали вычислений приведены в Приложениях.

2. ОБЩИЙ ФОРМАЛИЗМ

2.1. Основные уравнения

В данном разделе спиновая поляризация двумерного газа электронов будет выражена согласно теории возмущений по обменному взаимодействию спинов электронов проводимости с локализованными спинами АФМИ. Предполагая, что двумерная кристаллическая решетка металла находится в контакте с поверхностной решеткой атомов АФМ, обменное взаимодействие можно записать в виде

$$M = J \sum_i c_i^\dagger \mathbf{S}_i(t) \cdot \boldsymbol{\sigma} c_i, \quad (1)$$

где $c_i^\dagger = (c_{i\uparrow}^\dagger, c_{i\downarrow}^\dagger)$ — двухкомпонентный оператор рождения электронов с проекциями спина вверх ($\uparrow$) или вниз ($\downarrow$), а оператор уничтожения c_i эрмитово сопряжен оператору рождения $c_i^\dagger$. Вектор $\mathbf{S}_i(t)$ представляет собой спин, который локализован на узле решетки $\mathbf{r}_i$, а $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ — вектор, составленный из матриц Паули. Так как имеются две

подрешетки, их узлы будут обозначаться как $i1$ и $i2$. Соответственно, $\mathbf{S}_{i1}$ и $\mathbf{S}_{i2}$ обозначают локализованные на этих узлах спины. Эти спины рассматриваются здесь как классические переменные, которые удовлетворяют ограничению $|\mathbf{S}_i(t)| = S$. Считается, что $\mathbf{S}_i$ меняются медленно в каждой из двух АФМ-подрешеток. Поэтому можно рассматривать два векторных поля, $\mathbf{m}_1(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{m}_2(\mathbf{r}, t)$, которые определены на подрешетках 1 и 2, где $\mathbf{m}_{1(2)}(\mathbf{r}_i, t) = \mathbf{S}_{i1(2)}/S$. Неелевский порядок задается векторным полем

$$\mathbf{n}(\mathbf{r}, t) = \frac{\mathbf{m}_1(\mathbf{r}, t) - \mathbf{m}_2(\mathbf{r}, t)}{|\mathbf{m}_1(\mathbf{r}, t) - \mathbf{m}_2(\mathbf{r}, t)|},$$

причем $|\mathbf{n}(\mathbf{r}, t)| = 1$. Из-за сильного обменного взаимодействия между спинами двух подрешеток имеет место соотношение $\mathbf{m}_1(\mathbf{r}, t) \simeq -\mathbf{m}_2(\mathbf{r}, t)$. Поэтому макроскопическое поле

$$\mathbf{m}(\mathbf{r}, t) = (\mathbf{m}_1(\mathbf{r}, t) + \mathbf{m}_2(\mathbf{r}, t))/2 \ll 1.$$

В этом случае, исходя из уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта, можно показать, что $\mathbf{m}$ выражается через $\mathbf{n}$ как [27]

$$\mathbf{m}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{E_{ex}} \partial_t \mathbf{n}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{n}(\mathbf{r}, t), \quad (2)$$

где E_{ex} — обменная энергия ближайших спинов АФМ. Далее, выражая операторы c_i как

$$c_i = \sum_{\mathbf{k}} c_{\mathbf{k}} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_i),$$

матричные элементы обменного взаимодействия в уравнении (1) можно выразить через $\mathbf{n}_{\mathbf{f}}(t)$ и $\mathbf{m}_{\mathbf{f}}(t)$, которые представляют собой зависящие от волнового вектора $\mathbf{f}$ пространственные компоненты Фурье этих полей. Эти матричные элементы имеют вид

$$M_{\mathbf{k}+\mathbf{f}, \mathbf{k}}(t) = JS[c_{\mathbf{k}+\mathbf{f}+\mathbf{G}}^\dagger \mathbf{n}_{\mathbf{f}}(t) \cdot \boldsymbol{\sigma} c_{\mathbf{k}} + c_{\mathbf{k}+\mathbf{f}}^\dagger \mathbf{m}_{\mathbf{f}}(t) \cdot \boldsymbol{\sigma} c_{\mathbf{k}}], \quad (3)$$

где $\mathbf{G} = (G_x, G_y)$ — вектор переброса, связанный с АФМ-порядком в АФМИ. Для квадратной решетки имеем

$$G_x = \pm\pi/a, \quad G_y = \pm\pi/a.$$

В то же время вектор $\mathbf{f}$ мал, а именно, $f \ll 1/a$, где a — постоянная кристаллической решетки. Это имеет место потому, что относительно плавное пространственное изменение полей $\mathbf{n}(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$ определяется спиновой текстурой ДС, толщина которой предполагается намного большей, чем a .

Спиновая плотность электронов может быть выражена через гриновскую функцию Келдыша

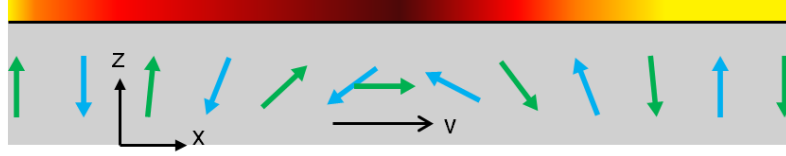


Рис. 1. (В цвете онлайн.) Двуслойная система состоит из АФМИ и двумерной пленки парамагнитного металла. ДС, движущаяся слева направо со скоростью v , приводит к накоплению спиновой плотности в металлической пленке. Инжектированный спин ориентирован параллельно оси y . Спиновая плотность (показана цветом) асимметрично распределена вокруг ДС на расстоянии, которое может быть существенно больше ее толщины

$G^K(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t')$ [26, 28], которая представляет собой 2×2 -матрицу в пространстве спиновых переменных. Соответствующее выражение имеет вид

$$\mathbf{S}(\mathbf{r}, t) = -\frac{i}{4} \text{Tr}[\boldsymbol{\sigma} \langle G^K(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}, t) \rangle_{imp}], \quad (4)$$

где $\langle \dots \rangle_{imp}$ обозначает усреднение по положениям примесей. В свою очередь, используя теорию возмущений по обменному взаимодействию M , функцию Келдыша можно выразить в виде разложения по степеням J . Соответствующую поправку $\delta G^K(\mathbf{q}, \omega)$ к пространственно-временной компоненте Фурье функции $G^K(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}, t)$, где $\mathbf{q}$ и ω обозначают волновой вектор и частоту, можно выразить через невозмущенные гриновские функции $G_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}^K(\epsilon)$, $G_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}^r(\epsilon)$ и $G_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}^a(\epsilon)$, которые соответственно представляют собой келдышевскую, запаздывающую и опережающую функции. Эти функции не усреднены по положениям примесей. Поэтому кроме энергии ϵ они зависят от двух волновых векторов, $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}'$. Они могут быть представлены в виде 2×2 -матрицы

$$\hat{G}_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}(\epsilon) = \begin{bmatrix} G_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}^r(\epsilon) & G_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}^K(\epsilon) \\ 0 & G_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}^a(\epsilon) \end{bmatrix}, \quad (5)$$

где в термодинамическом равновесии функция $G_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}^K(\epsilon)$ имеет вид

$$G_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}^K(\epsilon) = (G_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}^r(\epsilon) - G_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}^a(\epsilon)) \text{th}(\epsilon/2k_B T). \quad (6)$$

Согласно теории неравновесных функций Келдыша [26, 28], поправку $\delta G^K(\mathbf{q}, \omega)$ можно записать как

$$\delta G^K(\mathbf{q}, \omega) = \int \frac{d\epsilon}{2\pi} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{p}, \mathbf{p}'} \left[\hat{G}_{\mathbf{k}^+, \mathbf{p}^+}(\epsilon^+) \times \right. \\ \left. \times \hat{\Sigma}_{\mathbf{p}, \mathbf{p}'}(\epsilon, \omega, \mathbf{q}) \hat{G}_{\mathbf{p}^-, \mathbf{k}^-}(\epsilon^-) \right]^K, \quad (7)$$

где $\epsilon^\pm = \epsilon \pm \omega/2$, $\mathbf{k}^\pm = \mathbf{k} \pm \mathbf{q}/2$, а верхний индекс « K » обозначает келдышевскую компоненту произведения матриц в (7). Выполнив преобразование Фурье зависящих от времени функций $\mathbf{n}_{\mathbf{f}}(t)$ и $\mathbf{m}_{\mathbf{f}}(t)$ в уравнении (3), можно выразить $\hat{\Sigma}$ в виде

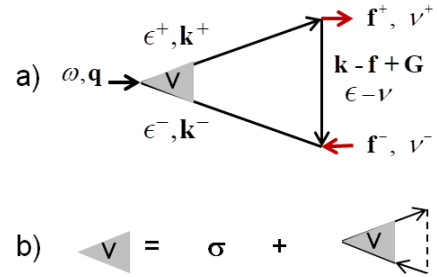


Рис. 2. (В цвете онлайн.) а) Фейнмановская диаграмма второго порядка для спиновой плотности $\mathbf{S}(\mathbf{q}, \epsilon)$, созданной движущейся ДС. Красные стрелки показывают взаимодействие с ДС (3), $\mathbf{k}^\pm = \mathbf{k} \pm \mathbf{q}/2$, $\mathbf{f}^\pm = \mathbf{f} \pm \mathbf{q}/2$, $\epsilon^\pm = \epsilon \pm \omega/2$ и $\nu^\pm = \nu \pm \omega/2$. б) Уравнение Бете–Солпитера для спиновой вершины V , где $\boldsymbol{\sigma}$ — вектор, составленный из матриц Паули. Упругое рассеяние на примесях показано штриховой линией

$$\hat{\Sigma}_{\mathbf{p}, \mathbf{p}'}(\epsilon, \omega, \mathbf{q}) = \hat{\Sigma}^{(1)}(\omega, \mathbf{q}) \delta_{\mathbf{p}, \mathbf{p}'} + \\ + \int \frac{d\nu}{2\pi} \sum_{\mathbf{f}} \hat{\Sigma}_{\mathbf{p}, \mathbf{p}'}^{(2)},(\epsilon, \omega, \mathbf{q}; \nu, \mathbf{f}), \quad (8)$$

где собственно-энергетические функции $\hat{\Sigma}^{(1)}$ и $\hat{\Sigma}^{(2)}$ соответствуют поправкам первого и второго порядков. Они имеют вид

$$\hat{\Sigma}^{(1)}(\omega, \mathbf{q}) = \hat{1} J S \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{m}_{\mathbf{q}, \omega} \quad (9)$$

и

$$\hat{\Sigma}_{\mathbf{p}, \mathbf{p}'}^{(2)},(\epsilon, \omega, \mathbf{q}; \nu, \mathbf{f}) = 2J^2 S^2 \left(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n}_{\mathbf{f}^+, \nu^+} \right) \times \\ \times \hat{G}_{\mathbf{p}-\mathbf{f}+\mathbf{G}, \mathbf{p}'-\mathbf{f}+\mathbf{G}}(\epsilon - \nu) (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n}_{\mathbf{f}^-, \nu^-}^*), \quad (10)$$

где $\nu^\pm = \nu \pm \omega/2$, $\mathbf{f}^\pm = \mathbf{f} \pm \mathbf{q}/2$ и $\hat{1}$ обозначает единичную матрицу в пространстве келдышевских переменных.

Поправка второго порядка по J к спиновой плотности $\mathbf{S}(\mathbf{r}, t)$ показана в виде диаграммы Фейнмана на рис. 2а, тогда как слагаемое первого порядка имеет вид обычной фермионной петли. Усреднение в уравнении (4) по случайным положениям примесей

приводит [29] к появлению средних функций Грина и вершинной части $\mathbf{V}$ на рис. 2. Эта вершина учитывает многократное рассеяние частиц, которое вызывает диффузию и релаксацию спиновой плотности. В рамках борновского приближения вычисление $\mathbf{V}$ сводится к решению уравнения Бете–Солшпитера, которое графически изображено на рис. 2b. Процессы многократного рассеяния становятся важны, когда передача энергии и импульса в вершине оказывается много меньше, чем $\Gamma = 1/2\tau$ и $\Gamma = 1/l$, где τ и l — соответственно время и длина свободного пробега электронов. Поэтому на рис. 2 видно, что диффузионный режим осуществляется, когда $\omega \ll \Gamma$ и $q \ll 1/l$. В то же время вершины, отвечающие обменному взаимодействию электронов с локализованными спинами (обозначены красными стрелками на рис. 2), не чувствительны к процессам многократного рассеяния, так как там имеет место передача большого импульса переброса (порядка $\mathbf{G}$) из-за АФМ-упорядочения этих спинов. Используя уравнения (5), (6) и уравнения (9), (10), можно выразить $\langle \delta G^K \rangle_{imp}$ в соотношении (7) и функцию $\mathbf{S}(\mathbf{q}, \omega)$, которая представляет собой фурье-преобразованное выражение (4), через усредненные по примесям запаздывающие и опережающие гриновские функции. Спиновая поляризация может быть записана как сумма слагаемых, одни из которых можно представить как сумму содержащих вершины $\mathbf{V}$ слагаемых и слагаемых, которые не содержат их. Первые будут обозначаться как $\mathbf{S}_V(\mathbf{q}, \omega)$. Эта функция включает в себя только те вершины, которые содержат произведения запаздывающих и опережающих функций Грина в лестничных диаграммах на рис. 2b. В иных случаях перенормировка вершин не имеет места [29], и мы имеем перенормированную вершину σ вместо $\mathbf{V}$. Соответствующий вклад в $\mathbf{S}(\mathbf{q}, \omega)$ будет обозначаться как $\mathbf{S}_0(\mathbf{q}, \omega)$. Все члены, которые получаются из произведения келдышевских матриц в уравнении (7), можно сгруппировать в виде

$$\mathbf{S} = \mathbf{S}_V^{(1)} + \mathbf{S}_V^{(2)} + \mathbf{S}_0^{(1)} + \mathbf{S}_0^{(2)},$$

где верхние индексы «(1)» и «(2)» указывают на то, что соответствующее слагаемое происходит от $\hat{\Sigma}^{(1)}$, или $\hat{\Sigma}^{(2)}$ в уравнении (7). Детали вычислений представлены в Приложении В.

Уравнения (31)–(37) в Приложении В составляют основу для вычисления спиновой плотности, создаваемой ДС в двумерном газе. Слагаемые в уравнениях (31) и (32) представляют собой спиновую плотность, обусловленную взаимодействием $J\mathbf{S}\sigma \cdot \mathbf{m}_{\mathbf{q},\omega}$ электронов с макроскопическим зеемановским полем $J\mathbf{S}\mathbf{m}_{\mathbf{q},\omega}$. Она выражается через за-

висящую от времени и пространства спиновую восприимчивость Паули, которая представлена фермионной петлей, где диффузия спиновой плотности стандартным образом учитывается введением вершинной функции $\mathbf{V}$ [28, 29]. В то же время уравнения (33) и (34) описывают эффект, природа которого существенно отличается от магнетизма Паули. Они описывают процесс второго порядка, где пространственные изменения локализованных спинов с волновым вектором $\mathbf{G}$ обратной решетки АФМ вызывают квантовые переходы электронов проводимости между состояниями с волновыми векторами $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k} + \mathbf{G}$. ДС с относительно плавно меняющимся неелевским вектором $\mathbf{n}_f$, где $f \ll G$, добавляет $\mathbf{f}$ к $\mathbf{G}$. Поэтому амплитуда рассеяния второго порядка на ДС, представленная функцией $G_{\mathbf{k}-\mathbf{f}+\mathbf{G}}^i$ в уравнении (37), пропорциональна $(E_{\mathbf{k}+\mathbf{G}-\mathbf{f}} - E_{\mathbf{k}})^{-1}$. В этом выражении вектор $\mathbf{k}$ близок к поверхности Ферми. Соответственно, величина $(E_{\mathbf{k}+\mathbf{G}-\mathbf{f}} - E_{\mathbf{k}})^{-1}$ растет, если поверхность Ферми имеет участки, которые близки к условию конгруэнтности, отвечающей вектору $\mathbf{G}$. Это способствует усилению в уравнениях (33) и (34) эффекта второго порядка теории возмущений по обменному взаимодействию. Более того, это усиление становится зависящим от $\mathbf{f}$, хотя этот вектор и намного меньше, чем $\mathbf{G}$. С другой стороны, эта зависимость исчезает, когда поверхность Ферми далека от условий конгруэнтности. В этом случае амплитуда рассеяния может быть разложена по степеням $\mathbf{v}_F \cdot \mathbf{f}$, где $\mathbf{v}_F$ — скорость электронов на поверхности Ферми. Так как вектор $\mathbf{f}$ связан с координатной зависимостью неелевского параметра порядка, такого рода разложение генерирует появление в спиновой плотности градиентных членов вида $\mathbf{n}(\mathbf{r}, t) \times \nabla^i \mathbf{n}(\mathbf{r}, t)$. Такого вида члены, где вместо $\mathbf{n}(\mathbf{r}, t)$ фигурирует ферромагнитный параметр дальнего порядка, обсуждались при рассмотрении накачки спина ферромагнитной ДС в трехмерную пленку металла [30]. Однако, как показано в Приложении В, в случае АФМ такого рода градиентные члены не оказывают существенного влияния.

2.2. Влияние беспорядка

В данном разделе будет рассмотрено влияние случайных примесей на спиновый транспорт в двумерном газе электронов. Помимо обычного потенциального рассеяния на примесях будет также учитываться спин-орбитальное рассеяние. Последнее приводит к релаксации спина электронов. Рассматривая короткодействующий потенциал взаимодействия примесей с электронами, амплитуду рассея-

ния на одиночной примеси можно записать в виде [31]

$$f(\mathbf{k}, \mathbf{k}') = s + ib\boldsymbol{\sigma} \cdot [\mathbf{k} \times \mathbf{k}']. \quad (11)$$

Первое слагаемое в этом соотношении представляет собой изотропную и не зависящую от спина амплитуду, тогда как второе — амплитуду спин-орбитального рассеяния. В двумерной системе оба волновых вектора электронов, падающего $\mathbf{k}$ и рассеянного $\mathbf{k}'$, принадлежат плоскости xy . Поэтому в амплитуду спин-орбитального рассеяния в уравнении (11) входит только матрица Паули σ_z . Следовательно, вероятность рассеяния в борновском приближении теории возмущений не зависит от спина. Как следует из работы [31], полную скорость рассеяния электронов на примесях, Γ , можно выразить в виде суммы зависящих и не зависящих от спина каналов рассеяния. Из соотношения (11) следует, что

$$\Gamma = \frac{1}{2\tau} = \pi N_F \left(s^2 + \frac{k_F^4}{2} b^2 \right), \quad (12)$$

где τ — время свободного пробега электрона между упругими столкновениями, а N_F и k_F — плотность состояний и волновой вектор электронов на поверхности Ферми соответственно. При этом усредненная по примесям запаздывающая функции Грина принимает вид [31]

$$G_{\mathbf{k}}^r(\omega) = (G_{\mathbf{k}}^a(\omega))^* = \frac{1}{\omega - E_{\mathbf{k}} - \mu + i\Gamma}. \quad (13)$$

При рассмотрении диффузии частиц и релаксации спина следует учитывать процессы их многократного рассеяния. Эти процессы можно учесть с помощью вершинной функции $\mathbf{V}(\omega, \mathbf{q})$ в уравнениях (31) и (33) Приложения В. Так как усредненные гриновские функции в уравнении (13) не зависят от спина, вершину $\mathbf{V}$ можно легко вычислить путем суммирования лестничных диаграмм. При этом удобно использовать ее векторные компоненты V^l ($l = x, y, z$), которые выражаются как

$$V^l \mathbf{e}^l = \frac{1}{2} \text{Tr}[\mathbf{V} \boldsymbol{\sigma}^l], \quad l = x, y, z,$$

где $\mathbf{e}^l$ — единичный вектор в направлении l . Детальное вычисление V^l изложено в Приложении А. В рамках диффузионного приближения, которое справедливо при $\omega \ll \Gamma$ и $qv_F \ll \Gamma$, сумма лестничных диаграмм приводит к

$$V^l(\omega, \mathbf{q}) = \frac{2\Gamma}{i\omega - Dq^2 - \Gamma_s^l}, \quad (14)$$

где, как следует из уравнения (29) в Приложении А, скорости спиновой релаксации Γ_s^l определены соотношениями

$$\Gamma_s^x = \Gamma_s^y = \pi N_F k_F^4 b^2, \quad \Gamma_s^z = 0,$$

а коэффициент диффузии $D = v_F^2 \tau / 2$. Следует отметить, что спиновая релаксация обращается в нуль, когда $l = z$ в уравнении (14). Это происходит потому, что проекция спина на ось z сохраняется из-за специфической формы амплитуды спин-орбитального рассеяния, которая в двумерных системах пропорциональна σ_z . В этой ситуации должны приниматься во внимание другие механизмы спиновой релаксации, которые намного слабее, чем рассматриваемое спин-орбитальное рассеяние. Однако такой канал спиновой релаксации, как рассеяние на магнонах АФМИ с одноосной анизотропией, может оказаться эффективным только при достаточно высокой температуре, тогда как при низких температурах этот неупругий механизм ослаблен из-за ферми-жидкостного поведения электронного газа даже в отсутствие щели в спектре магнонов. То же самое можно сказать относительно спин-решеточной релаксации электронов. Спин-орбитальное расщепление зоны проводимости могло бы привести к релаксации спина Дьяконова–Переля [32]. В рассматриваемой здесь простой модели спин-орбитальная связь не рассматривается. Тем не менее некоторое конечное значение Γ_s^z может учитываться в качестве феноменологического параметра.

3. СПИНОВАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

3.1. Спиновая накачка, вызванная антиферромагнитно-упорядоченной намагниченностью доменной стенки

Основываясь на изложенном в предыдущем разделе формализме, рассмотрим спиновую поляризацию, которая создается в нормальном металле обменным взаимодействием с АФМИ в присутствии движущейся ДС. В разд. 2.1 было показано, что спиновая поляризация двумерного металла определяется двумя механизмами. А именно, существует макроскопическое «ферромагнитное» обменное поле, которое оказывает поляризующее влияние на электроны в первом порядке теории возмущений по J , а также имеет место эффект второго порядка, обусловленный быстро меняющейся в пространстве АФМ-намагниченностью. Этот эффект, кото-

рый представлен уравнениями (33) и (34) в Приложении В, рассмотрен в данном разделе.

В рамках классической теории неелевский вектор $\mathbf{n}(\mathbf{r}, t)$ рассматриваемой здесь ДС определяется известным одномерным решением уравнения движения в АФМ с легкой осью [33, 34]. Предполагается, что прецессия этого вектора вокруг легкой оси отсутствует, что, однако, зависит от способа возбуждения движения ДС. Например, если ее движение обусловлено потоком магнонов [35, 36], то это могло бы вызвать прецессию неелевского вектора. В других случаях азимутальный угол вектора $\mathbf{n}(\mathbf{r}, t)$ остается неизменным во времени. Поляризация спина электронов металла, которая может создаваться такой ДС, существенным образом зависит от этого угла. Это становится понятным из следующего рассуждения. Из-за того, что $\hat{G}$ в уравнении (10) не зависит от спина, поскольку запаздывающая G^r и опережающая G^a функции в уравнении (13) не зависят от него, спиновая структура функции $\hat{\Sigma}$ в уравнении (10) определяется произведением $(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n}_{\mathbf{f}^+, \nu^+})(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n}_{\mathbf{f}^-, \nu^-}^*)$. Спин-зависимая часть произведения равна $i\boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{n}_{\mathbf{f}^+, \nu^+} \times \mathbf{n}_{\mathbf{f}^-, \nu^-}^*)$. Поэтому матрица $\boldsymbol{\sigma}$ в этом уравнении перпендикулярна к плоскости, в которой располагается меняющийся во времени неелевский вектор. В то же время этот вектор фиксирован своим заданным азимутальным углом. В свою очередь, как следует из уравнений (33), (35) и (14), вычислив след матрицы в (33), можно убедиться в том, что данное направление спина совпадает с направлением вершинной функции $\mathbf{V}$. Важно, что ее векторные компоненты зависят от соответствующих времен релаксации. Например, если $\mathbf{n}(\mathbf{r}, t)$ принадлежит плоскости xy , скорость релаксации спиновой плотности, наведенной в двумерном газе, равна Γ_s^z . Эта скорость, как показано выше, может оказаться намного меньше, чем Γ_s^x и Γ_s^y , если главным механизмом спиновой релаксации является спин-орбитальное рассеяние на примесях. Здесь, однако, рассматривается иной случай, когда легкая ось параллельна оси z , тогда как ДС движется в направлении x со скоростью v . В этом случае вектор $\mathbf{n}_{\mathbf{f}^+, \nu^+} \times \mathbf{n}_{\mathbf{f}^-, \nu^-}^*$ принадлежит плоскости xy . Поэтому в диффузионный пропагатор (14) входят скорости спиновой релаксации Γ_s^x и Γ_s^y . В отсутствие прецессии вокруг легкой оси вектор Нееля записывается в сферических координатах как

$$\mathbf{n}(\mathbf{r}, t) = (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta), \quad (15)$$

где

$$\cos \theta = \text{th}[(x - vt)/\lambda],$$

λ — толщина ДС, а угол ϕ фиксирован. Ниже, для простоты, мы выберем $\phi = 0$ (ДС Нееля). В этом случае функции P^{ijk} в уравнении (35) пропорциональны матрице Паули σ^y . В результате, вычислив след в уравнениях (33) и (34), получим

$$\text{Tr}[\mathbf{V}\sigma^y] = 2V^y \mathbf{e}^y.$$

Таким образом, инжектированная в металл спиновая плотность направлена параллельно y .

Параметры рассматриваемой системы выбраны таким образом, что волновые векторы q и f в уравнениях (7)–(10) намного меньше, чем k_F , а частоты ω и ν намного меньше химического потенциала μ , отсчитываемого от середины зоны проводимости. Для двигающейся с постоянной скоростью ДС переменные ω и q , так же как ν и f , связаны друг с другом. Действительно, векторы $\mathbf{n}_{\mathbf{f}^\pm, \nu^\pm}$ в уравнении (10) можно представить в виде

$$\mathbf{n}_{\mathbf{f}^\pm, \nu^\pm} = 2\pi\delta(\nu^\pm - \nu f_x^\pm) \int d\xi \exp(-if_x^\pm \xi) \mathbf{n}(\xi), \quad (16)$$

где $\xi = x - vt$. Дельта-функция в этом соотношении фиксирует частоты согласно $\nu^\pm = \nu f_x^\pm$. Из комбинации уравнений

$$\nu^\pm = \nu \pm \omega/2, \quad f_x^\pm = f_x \pm q_x/2$$

следует, что

$$\nu = \nu f_x, \quad \omega = \nu q_x.$$

Отметим, что переменные ω и q характеризуют диффузию электронов, так как диффузионный пропагатор (14) зависит от этих переменных. В то же время ν и f связаны с пространственно-временной зависимостью вектора $\mathbf{n}(\mathbf{r}, t)$ внутри ДС. Интегрирование по волновым векторам и частотам в уравнении (33) можно упростить при малых ω и ν , заменив $\text{th}(\Omega/k_B T)$ в уравнении (35) на $\text{th}(\Omega/k_B T) - \text{th}(\epsilon/k_B T)$. Такая замена не меняет результат, так как те члены в (33), которые пропорциональны $\text{th}(\epsilon/k_B T)$, сокращают друг друга. Поэтому, независимо от того, принимает ли Ω значение $\Omega = \epsilon \pm \omega/2$ или $\Omega = \epsilon + \nu$, при низких температурах интегрирование по энергии электрона ϵ ограничено ее малыми значениями. В результате главный вклад в уравнение (33) дают значения вектора k , которые близки к поверхности Ферми. В рассматриваемом случае гамильтониан электронов двумерного металла представлен простой моделью сильной связи на квадратной решетке. Соответственно, их энергия определяется выражением

$$E_{\mathbf{k}} = -\alpha(\cos k_x a + \cos k_y a),$$

где α определяет ширину зоны проводимости, которая равна 4α . Отметим, что в этом случае

$$E_{\mathbf{k}} = -E_{\mathbf{k}+\mathbf{G}}.$$

Интегрируя уравнение (33) по $\mathbf{k}$, в главном приближении по малым параметрам $\omega/\Gamma, \nu/\Gamma, v_F q/\Gamma, v_F f/\Gamma$ и Γ/μ мы получим y -компоненту $S_V^{y(2)}(\omega, \mathbf{q})$ вектора $\mathbf{S}_V^{(2)}(\omega, \mathbf{q})$ в виде

$$S_V^{y(2)}(\omega, \mathbf{q}) = -i \frac{J^2 S^2}{\mu^2} V^y(\omega, \mathbf{q}) N_F(\mu) \times \\ \times \int \frac{d\nu}{2\pi} \sum_{\mathbf{f}} \nu [\mathbf{n}_{\mathbf{f}^+, \nu^+} \times \mathbf{n}_{\mathbf{f}^-, \nu^-}^*], \quad (17)$$

где $N_F(\mu)$ — плотность состояний электронов на поверхности Ферми. Детально, соответствующие вычисления можно найти в Приложении В. Из этих вычислений следует, что $S_V^{y(2)}$ дает главный вклад в спиновую плотность $\mathbf{S}^{(2)}$, представляющую собой сумму $S_0^{y(2)}(\omega, \mathbf{q})$ и $S_V^{y(2)}(\omega, \mathbf{q})$. Действительно, как следует из сравнения уравнений (34) и (33), эти функции отличаются друг от друга отсутствием в $S_0^{y(2)}(\omega, \mathbf{q})$ диффузионного пропагатора $V^y(\omega, \mathbf{q})$. Последний, однако, намного больше, чем 1, так как в диффузионном режиме частота упругих столкновений Γ велика по сравнению со знаменателем выражения (14). Следовательно, полная спиновая плотность

$$\mathbf{S}^{(2)} = \mathbf{S}_0^{(2)} + \mathbf{S}_V^{(2)} \simeq \mathbf{S}_V^{(2)}.$$

Важно отметить, что, как видно из уравнений (38), (40) и (42) в Приложении В, величина $\mathbf{S}^{(2)}$ оказывается пропорциональной μ^{-2} . Из-за того что химический потенциал отсчитывается от середины зоны, такая зависимость означает, что эффект накачки спина возрастает, когда μ приближается к сингулярности Ван Хофа. Эта закономерность согласуется с указанным выше влиянием на инжекцию спина эффектов, обусловленных конгруэнтностью поверхности Ферми.

Отметим, что в случае движущейся в направлении x одномерной ДС вторую строку в уравнении (17) можно представить в виде

$$\int \frac{d\nu}{2\pi} \sum_{\mathbf{f}} \nu [\mathbf{n}_{\mathbf{f}^+, \nu^+} \times \mathbf{n}_{\mathbf{f}^-, \nu^-}^*] = 2\pi i v \times \\ \times \delta(\omega - v q_x) \delta_{q_y} \int d\xi e^{-iq_x \xi} [\mathbf{n}(\xi) \times \nabla_{\xi} \mathbf{n}(\xi)]. \quad (18)$$

Поэтому, полагая $\cos \theta = \text{th}(\xi/\lambda)$ в соотношении (15), получим

$$\mathbf{n}(\xi) \times \nabla_{\xi} \mathbf{n}(\xi) = (1/\lambda) \text{ch}^{-1}(\xi/\lambda).$$

Далее, основываясь на уравнениях (14), (17) и (18), пространственную зависимость спиновой плотности можно записать в виде

$$S^{y(2)}(\mathbf{r}, t) = S^{y(2)}(\xi) = S_V^{y(2)}(\xi),$$

где

$$S^{y(2)}(\xi) = \frac{J^2 S^2}{\mu^2} \int \frac{dq d\xi'}{2\pi\lambda} \frac{N_F v \Gamma}{\text{ch}(\xi'/\lambda)} \frac{e^{iq(\xi - \xi')}}{Dq^2 - ivq + \Gamma_s^y}. \quad (19)$$

Вычисляя интеграл по q , получим

$$S^{y(2)}(\xi) = \frac{J^2 S^2}{2\mu^2} \frac{\Gamma N_F v}{\sqrt{v^2 + 4\Gamma_s^y D}} \int \frac{d\xi'}{\lambda} \frac{1}{\text{ch}(\xi'/\lambda)} \times \\ \times \left(e^{-p_1 |\xi - \xi'|} \theta(\xi - \xi') + e^{p_2 |\xi - \xi'|} \theta(\xi' - \xi) \right), \quad (20)$$

где

$$p_1 = (1/2D)(v + \sqrt{v^2 + 4\Gamma_s^y D}), \\ p_2 = (1/2D)(v - \sqrt{v^2 + 4\Gamma_s^y D}).$$

Эти параметры определяют ширину диффузионного расплывания плотности спина впереди ($1/p_1$) и позади ($1/p_2$) центра ДС. На практике эти ширины намного больше, чем ширина ДС λ . Принимая во внимание, что $D \sim v_F^2 \tau$, из выражений для p_1 и p_2 следует, что $p_1 \lambda \ll 1$ и $p_2 \lambda \ll 1$, если $\max[v_F/v, 1/\sqrt{\Gamma_s \tau}] \gg \lambda/l$, где l — длина свободного пробега электронов. Допустим, что имеют место типичные соотношения $v_F/v \gg 1$ и $\Gamma_s \tau \ll 1$. Поэтому $p_1 \lambda$ и $p_2 \lambda$ малы, если отношение λ/l не слишком велико. В этом случае интегрирование по ξ' в (20) ограничено малым интервалом вокруг $\xi' = 0$. Следовательно, полагая $\xi' = 0$ в уравнении (20), его можно упростить до

$$S^{y(2)} = \frac{S^2 J^2}{2\mu^2} \frac{\pi \Gamma N_F v}{\sqrt{v^2 + 4\Gamma_s^y D}} \times \\ \times \left(e^{-p_1 \xi} \theta(\xi) + e^{p_2 |\xi|} \theta(-\xi) \right). \quad (21)$$

Отметим, что сингулярность производной от $S^y(\xi)$ при $\xi = 0$ исчезает, когда принимается во внимание реальный профиль ДС в интеграле по ξ' . Однако такие тонкие детали не важны на представляющих интерес расстояниях, которые намного больше, чем толщина ДС.

3.2. Спиновая поляризация, наведенная макроскопической намагниченностью доменной стенки

Спиновая поляризация, которая создается в нормальном металле «ферромагнитной» частью обменного поля ДС выражается уравнениями (31) и (32) из Приложения В. В случае одномерной ДС, движущейся со скоростью v в направлении x , имеем

$$\mathbf{m}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{m}(x - vt) \equiv \mathbf{m}(\xi).$$

Выполняя преобразование Фурье выражения $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$ в уравнении (2), можно убедиться в том, что его фурье-образ $\mathbf{m}_{\mathbf{q}, \omega}$ равен правой части соотношения (18), умноженной на коэффициент $-i/E_{ex}$. Это выражение следует подставить в обменное взаимодействие (9), которое, в свою очередь, входит в уравнения (31) и (32) для спиновой плотности. Принимая во внимание уравнение (14), в главном приближении по отношению к малым параметрам ω/Γ и $v_F q_x/\Gamma$ спиновая плотность

$$S^{(1)} = S_V^{(1)} + S_0^{(1)}$$

может быть записана как

$$S^{y(1)}(\xi) = -i \frac{JS}{E_{ex}} N_F v \int \frac{dq d\xi'}{2\pi} \frac{e^{iq(\xi - \xi')}}{\lambda \text{ch}(\xi'/\lambda)} \times \left[\frac{vq}{Dq^2 - ivq + \Gamma_s^y} - i \right]. \quad (22)$$

Как и в разд. 3.1, интегрирование по ξ' можно упростить на расстояниях от ДС, которые намного больше, чем λ . В результате получим

$$S^{y(1)}(\xi) = \frac{\pi JS N_F v}{E_{ex}} \times \left(\delta(\xi) + \frac{vp_1 e^{-p_1 \xi} \theta(\xi) + vp_2 e^{p_2 |\xi|} \theta(-\xi)}{\sqrt{v^2 + 4\Gamma_s^y D}} \right). \quad (23)$$

Первое слагаемое в этом уравнении представлено дельта-функцией, поскольку представляют интерес относительно большие расстояния, в то время как вблизи ДС эта дельта-функция заменяется на $\pi^{-1} \lambda^{-1} \text{ch}^{-1}(\xi/\lambda)$, как следует из второго слагаемого в квадратных скобках уравнения (22).

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Выше было показано, что движущаяся ДС в АФМ вызывает накопление макроскопической спи-

новой плотности в двумерном металле, контактирующем с АФМ, причем контактирующая с металлом поверхность АФМИ считается магнитно-компенсированной. Спиновая плотность в металле представляет собой сумму двух частей, $S^{(1)}$ и $S^{(2)}$, у которых отличные от нуля (для неелевской ДС) y -компоненты определены уравнениями (20), (21) и (22), (23). Спиновая поляризация перпендикулярна плоскости вращения неелевского вектора внутри ДС. В рассматриваемом случае — это плоскость zx . Поэтому поляризация параллельна оси y . Спинные плотности $S^{(1)}$ и $S^{(2)}$ имеют очень разную физическую природу. Так, $S^{(1)}$ создается плавной частью обменного поля движущейся ДС. Она обусловлена магнетизмом Паули в первом порядке теории возмущений по обменному полю, в то время как $S^{(2)}$ создается АФМ-упорядоченными спинами во втором порядке теории возмущений по J . Интересно сравнить эти два конкурирующих механизма. Рассмотрим накопленную в металле полную поляризацию (на единицу длины ДС). Интегрируя по x плотность спина в уравнениях (21) и (23), получим

$$S_{tot}^{y(1)} = \pi(JS/E_{ex})N_F v, \\ S_{tot}^{y(2)} = (J^2 S^2/\mu^2)(\Gamma/\Gamma_s^y)N_F v.$$

Во-первых, следует отметить фундаментальную разницу между этими двумя эффектами. Эффект, обусловленный АФМ-порядком, приводит к полному спину $S_{tot}^{(2)}$, который формально расходится при $\Gamma_s \rightarrow 0$ ¹⁾, в то время как $S_{tot}^{(1)}$ не зависит от времени релаксации спина. Причина состоит в том, что первый из механизмов осуществляет накачку (или инжекцию) спина в металл. В отсутствие релаксации спина такая накачка приведет к росту поляризации, которая может достичь насыщения только в присутствии спиновой релаксации. Во втором же случае макроскопическое обменное поле ориентирует спины электронов благодаря магнетизму Паули. Движение ДС приводит лишь к перераспределению спиновой плотности по металлической пленке. Из сравнения соотношений $S_{tot}^{y(1)}$ и $S_{tot}^{y(2)}$ видно, что механизм инжекции доминирует при $JS > (\Gamma_s^y/\Gamma)(\mu^2/E_{ex})$. Например, полагая $JS/\mu = 0.1$ и $\mu \sim E_{ex}$, это неравенство можно удовлетворить при $\Gamma_s^y/\Gamma \lesssim 0.1$, что всегда имеет место, если спиновая релаксация определяется спин-орбитальным рассеянием. В этом случае Γ_s

¹⁾ Когда поляризация становится слишком большой, становится важным учитывать эффект обратной связи. Этот случай требует отдельного анализа.

определяется релятивистской поправкой к амплитуде рассеяния электронов, в то время как главная (нерелятивистская) часть этой амплитуды задает скорость релаксации импульса электронов Γ . Поэтому всегда $\Gamma_s \ll \Gamma$. Кроме того, ожидается, что химический потенциал μ намного меньше, чем ширина зоны проводимости, где имеет место сингулярность Ван Хофа. В приведенной выше оценке соотношения двух эффектов предполагалось, что μ одного порядка величины с обменным взаимодействием локализованных спинов в АФМ, но намного больше, чем взаимодействие локализованных спинов со спинами электронов проводимости.

Важно иметь в виду, что последнее условие следует из теории возмущений по J . Действительно, невозмущенные гриновские функции, которые использовались выше при вычислении фейнмановских диаграмм, не учитывают взаимодействия J электронов с АФМ-порядком, не возмущенным ДС. С другой стороны, это взаимодействие приводит к возникновению щели в середине зоны проводимости [1, 5] и к изменению электронных волновых функций. Этими эффектами можно пренебречь только для достаточно далеких от середины зоны состояний электронов. При учете щели энергия электронов представлена двумя ветвями $\pm \sqrt{E_k^2 + S^2 J^2}$. Поэтому очевидно, что связанные с этой щелью эффекты можно игнорировать, когда $S^2 J^2 \ll \mu^2$ и $E_k \approx \mu$. В этом состоит главное условие, ограничивающее силу эффектов, обусловленных вторым порядком теории возмущений, используемой в данной работе.

Поскольку вызванный накачкой спиновой поляризации эффект доминирует, далее мы подробнее обсудим этот эффект. Как следует из уравнений (20) и (21), инжектированная спиновая поляризация распределена асимметрично относительно центра ДС. Хвост спиновой поляризации распространяется позади движущейся ДС на расстоянии $\sim p_2^{-1}$, которое растет вплоть до ∞ , когда $v \gg v_F \sqrt{\Gamma_s \tau}$. В то же время впереди ДС спиновая плотность распределена в пределах расстояний $\sim p_1^{-1}$, которые всегда меньше, чем $l / \sqrt{(v^2/v_F^2) + \Gamma_s \tau}$. Величина индуцированной намагниченности максимальна в центре ДС. Из уравнения (21) следует, что

$$S^y(0) = N_F \Gamma \frac{J^2 S^2}{\mu^2} \frac{v}{\sqrt{v^2 + 4\Gamma_s^y D}}. \quad (24)$$

Эта поляризация обращается в нуль при $v = 0$ и достигает максимума, когда скорость ДС $v \gg \sqrt{\Gamma_s^y D} \sim v_F \sqrt{\Gamma_s^y \tau}$ с учетом того, что $D = v_F^2 \tau / 2$. Однако предполагается, что v не

может превышать групповую скорость магнонов, играющую роль скорости света. При этом условии такой релятивистский эффект, как лоренцево сжатие ДС, может быть проигнорирован [34, 35]. Далее отметим, что S^y возрастает пропорционально μ^{-2} при $\mu \rightarrow 0$, где уровень Ферми приближается к середине зоны. Это положение μ соответствует условию конгруэнтности для поверхности Ферми, когда $E_{k_F} = E_{k_F + G}$, что качественно согласуется с поведением амплитуды рассеяния электронов на спиновой текстуре АФМ, которое обсуждалось в разд. 2.1. Чтобы численно оценить эффект спиновой накачки, вызванный ДС, полезно сравнить его со спиновой поляризацией электронного газа, созданной статическим магнитным полем H_{eff} . Так как последняя равна $N_F \mu_B H_{eff}$, мы имеем $\mu_B H_{eff} = S^y(0)/N_F$, где $S^y(0)$ определяется уравнением (24). Из этого уравнения видно, что при $\Gamma_s^y D / v^2 \gg 1$ эффективное магнитное поле $\mu_B H_{eff} \sim \Gamma (J^2 S^2 / \mu^2) (v/v_F) (\Gamma_s^y \tau)^{-1/2}$. Полагая $\tau = 10^{-13}$ с, $\Gamma_s^y = 10^9$ с $^{-1}$, $v_F = 10^5$ м/с, $v = 100$ м/с, $J^2 S^2 / \mu^2 = 0.01$ и $\Gamma = \hbar / 2\tau \approx 3$ мэВ, получим $\mu_B H_{eff} = 0.003$ мэВ, или $H_{eff} \approx 0.05$ Тл. В этой области параметров индуцированная спиновая поляризация линейно возрастает вместе со скоростью ДС. Как показано в работах [35, 36], в АФМИ спиновые волны создают эффективный механизм, вызывающий движение ДС.

Еще более сильное влияние на динамику ДС в металлических АФМ может оказать электрический ток благодаря эффекту, рассмотренному в работе [20]. Что касается влияния магнонов, относительно высокая скорость ДС $v \approx 100$ м/с была рассчитана [36] для циркулярно поляризованных магнонов, в то время как линейно поляризованные магноны оказывают гораздо более слабое влияние на ДС. Следует отметить, что в первом случае магноны вызывают прецессию ДС, когда аксиальный угол в уравнении (15) меняется во времени как $\phi = \Omega t$. В результате этого в системе покоя ДС инжектированная спиновая плотность должна осциллировать, в отличие от определяемой уравнением (21) стационарной плотности. Более того, вектор спиновой поляризации будет иметь не только S^y -компоненты. Такого рода ситуация не рассматривалась в данной работе. Кроме того, дополнительное исследование было бы полезно провести вблизи сингулярности Ван Хофа, как это обсуждалось в конце разд. 2.1.

Спиновая поляризация, инжектированная ДС, может быть детектирована с помощью измерения электрического тока в контакте, выполненном из

тяжелого металла. Этот контакт может быть, например, расположен на правом краю металлической пленки, показанной на рис. 1. Электрический ток в контактирующем электроде возникает благодаря обратному спиновому эффекту Холла или спин-гальваническому эффекту из-за сильной спин-орбитальной связи электронов в тяжелом металле. Этот метод обычно используют для измерения инжектированной спиновой плотности [1].

Другой метод, который мы детально обсудим, основан на конверсии спинового тока в электрический при прохождении первого через ферромагнитную пленку [37, 38]. В рассматриваемой схеме измерения ДС, проходя мимо детектора на рис. 3, инжектирует спиновый ток в контакт и создает там импульс электрического напряжения. Соответствующие вычисления представлены в Приложении С. Индуцированный спиновым током электрический потенциал определяется с помощью уравнения (59). Оценим его при $\Gamma = 30$ мэВ, что соответствует времени свободного пробега электронов в двумерной пленке $\tau \approx 1/2\Gamma = 10^{-14}$ с и длине свободного пробега 10 нм со скоростью на поверхности Ферми 10^6 м/с. При этом получим константу диффузии $D_N \equiv D = v_F^2 \tau / 2 = 50$ см²/с. Положим $J^2 S^2 / \mu^2 = 0.1$, $N_F = m / 2\pi \approx 2 \cdot 10^{14}$ эВ⁻¹ см⁻² и $N_{FF} = 2 \cdot 10^{22}$ эВ⁻¹ см⁻³. Последний параметр — это типичное значение плотности состояний для переходных 3d-металлов. При $d = 10$ нм двумерная плотность состояний ферромагнитной пленки $dN_{FF} = 2 \cdot 10^{16}$ эВ⁻¹ см⁻². Плотность состояний нормального металла оценивалась для параболической зоны. Возрастание плотности вблизи сингулярности Ван Хофа игнорировалось. В рассматриваемой модели сильной связи это возрастание важно учитывать, только когда величина μ очень близка к АФМ-щели [5]. Другие параметры: $v = 100$ м/с, $\tilde{P} = 0.1$, $\tau_{Ns} = \Gamma_{Ns}^{-1} \equiv 1/\Gamma_s^y = 100$ пс, $\tau_{Fs} = \Gamma_{Fs}^{-1} = 10$ пс и $D_F = 50$ см²/с. С этими параметрами из уравнения (59) получим $\Delta\Phi \approx 30$ нВ. Параметры системы могут существенно меняться, так что $\Delta\Phi$ может оказаться как меньше, так и больше этой оценки. Для наилучшего результата измерения важно использовать очень тонкие ферромагнитные пленки, в идеале — двумерные пленки. Во всяком случае описанный выше метод позволяет детектировать спиновую инжекцию от одиночной ДС.

Финансирование. Работа финансировалась согласно проекту исследований FFUU-2021-0003 Института спектроскопии Российской академии наук.

ПРИЛОЖЕНИЕ А. ВЫЧИСЛЕНИЕ ВЕРШИННОЙ ФУНКЦИИ $V(\mathbf{q}, \omega)$

Петля, представляющая собой элемент последовательности лестничных диаграмм на рис. 2, имеет вид

$$\psi_0^{ij} = \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{k}} \text{Tr}[\sigma^i G^r(\epsilon^+, \mathbf{k}^+) f(\mathbf{k}^+, \mathbf{k}^{+'}) \sigma^j \times \\ \times f(\mathbf{k}^-, \mathbf{k}^-) G^a(\epsilon^-, \mathbf{k}^-)], \quad (25)$$

где G^r и G^a определяются соотношением (13). Так как $\epsilon \ll \mu$, интегрирование в уравнении (25) ограничено областью $k \simeq k_F$. Поэтому можно положить $|\mathbf{k}^\pm| = k_F$ и $|\mathbf{k}^{\pm'}| = k_F'$ в амплитуде рассеяния f , которая определяется соотношением (11). Заметим, что, вообще говоря, в случае несферической поверхности Ферми $k_F \neq k_F'$. Далее, как было отмечено в основном тексте, спин-зависимая часть амплитуды f пропорциональна σ_z . Следовательно, вычисляя след в (25), можно выразить его как

$$\frac{1}{2} \text{Tr}[\sigma^i f(\mathbf{k}^+, \mathbf{k}^{+'}) \sigma^j f(\mathbf{k}^-, \mathbf{k}^-)] = s^2 \delta^{ij} + \\ + b^2 k_F^2 k_F'^2 (1 - (\hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{k}}')^2) (\delta^{iz} \delta^{jz} - \delta^{ix} \delta^{jx} - \delta^{iy} \delta^{jy}), \quad (26)$$

где $\hat{\mathbf{k}}$ и $\hat{\mathbf{k}}'$ — единичные волновые векторы, параллельные $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}'$ соответственно. Предположим для простоты, что линия Ферми приблизительно представляет собой окружность, когда химический потенциал достаточно далек от середины зоны электронов в рассматриваемой модели сильной связи. В этом случае, проводя интегрирование в уравнении (25) по $|\mathbf{k}|$ и учитывая (26), получим

$$\psi_0^{zz} = 2\pi i N_F \int \frac{d\phi}{2\pi} \frac{s^2 + b^2 k_F^4 (1 - (\hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{k}}')^2)}{\omega - \mathbf{v}_F \cdot \mathbf{q} + 2i\Gamma} \quad (27)$$

и

$$\psi_0^{xx} = \psi_0^{yy} = 2\pi i N_F \int \frac{d\phi}{2\pi} \frac{s^2 - b^2 k_F^4 (1 - (\hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{k}}')^2)}{\omega - \mathbf{v}_F \cdot \mathbf{q} + 2i\Gamma}, \quad (28)$$

где ϕ — полярный угол вектора $|\hat{\mathbf{k}}|$. Эти функции зависят от угла между $\mathbf{k}'$ и $\mathbf{q}$. Эта зависимость происходит от второго слагаемого в интегралах (27) и (28), величина которого, в свою очередь, пропорциональна величине спин-орбитального рассеяния $b^2 k_F^4$. Последняя намного меньше, чем вероятность обычного потенциального рассеяния s^2 . Таким образом, в главном приближении вершинная функция не зависит от угла. Следовательно, в рамках этого приближения уравнения (27) и (28) можно усреднить

по направлениям $\mathbf{k}'$. Разлагая их по малым ω , q и b , вплоть до исчезающих членов, после усреднения по $\hat{\mathbf{k}}'$ и подстановки Γ из уравнения (12) получим

$$\begin{aligned}\psi_0^{xx} = \psi_0^{yy} &= 1 + \frac{1}{2\Gamma}(\omega - Dq^2 - 2\pi N_F b^2 k_F^4), \\ \psi_0^{zz} &= 1 + \frac{1}{2\Gamma}(\omega - Dq^2).\end{aligned}\quad (29)$$

Суммируя лестничные диаграммы, можно выразить вершинную функцию V^l через ψ_0 как

$$V^l = \frac{1}{1 - \psi_0^l}.\quad (30)$$

Окончательно, подставляя ψ_0^l из соотношений (29), получим уравнение (14).

ПРИЛОЖЕНИЕ В. ВЫЧИСЛЕНИЕ СПИНОВОЙ ПЛОТНОСТИ

Из уравнений (7)–(10) следует, что δG^K и, следовательно, спиновая плотность могут быть представлены произведениями запаздывающих и опережающих функций Грина в разных комбинациях. Так, произведение двух функций входит в $\mathbf{S}^{(1)}$, в то время как три функции фигурируют в $\mathbf{S}^{(2)}$. В первом случае келдышевская компонента произведения имеет вид

$$[G_1 G_2]^K = G_1^K G_2^a + G_1^r G_2^K,$$

в то время как тройное произведение имеет вид

$$[G_1 G_2 G_3]^K = G_1^K G_2^a G_3^a + G_1^r G_2^K G_3^a + G_1^r G_2^r G_3^K.$$

Индексы «1», «2» и «3» обозначают сокращенно перемешанные в усредненных функциях Грина, а G^K выражается как

$$G_{\mathbf{k}}^K(\epsilon) = [G_{\mathbf{k}}^r(\epsilon) - G_{\mathbf{k}}^a(\epsilon)] \operatorname{th} \frac{\epsilon}{k_B T}.$$

Следуя этим правилам, получаем спиновую плотность в виде

$$\begin{aligned}\mathbf{S}_V^{(1)}(\mathbf{q}, \omega) &= -\frac{i}{4} \sum_{\mathbf{k}} \int \frac{d\epsilon}{2\pi} \operatorname{Tr}[\mathbf{V}(\omega, \mathbf{q}) G_{\mathbf{k}+}^r(\epsilon^+) \times \\ &\times \Sigma^{(1)}(\omega, \mathbf{q}) G_{\mathbf{k}-}^a(\epsilon^-)] \left(\operatorname{th} \frac{\epsilon^+}{k_B T} - \operatorname{th} \frac{\epsilon^-}{k_B T} \right),\end{aligned}\quad (31)$$

$$\begin{aligned}\mathbf{S}_0^{(1)}(\mathbf{q}, \omega) &= -\frac{i}{4} \sum_{\mathbf{k}} \int \frac{d\epsilon}{2\pi} \operatorname{Tr} \left[\boldsymbol{\sigma} G_{\mathbf{k}+}^r(\epsilon^+) \Sigma^{(1)}(\omega, \mathbf{q}) \times \right. \\ &\times G_{\mathbf{k}-}^r(\epsilon^-) \operatorname{th} \frac{\epsilon^-}{k_B T} - \boldsymbol{\sigma} G_{\mathbf{k}+}^a(\epsilon^+) \Sigma^{(1)}(\omega, \mathbf{q}) \times\end{aligned}$$

$$\left. \times G_{\mathbf{k}-}^a(\epsilon^-) \operatorname{th} \frac{\epsilon^+}{k_B T} \right],\quad (32)$$

$$\begin{aligned}\mathbf{S}_V^{(2)}(\mathbf{q}, \omega) &= -\frac{i}{4} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{f}} \int \frac{d\epsilon}{2\pi} \frac{d\nu}{2\pi} \operatorname{Tr} \left[\mathbf{V}(\omega, \mathbf{q}) (P^{raa}(\epsilon^+) - \right. \\ &\left. - P^{rra}(\epsilon^-) + P^{rra}(\epsilon - \nu) - P^{raa}(\epsilon - \nu)) \right]\end{aligned}\quad (33)$$

и

$$\begin{aligned}\mathbf{S}_0^{(2)}(\mathbf{q}, \omega) &= -\frac{i}{4} \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{f}} \int \frac{d\epsilon}{2\pi} \frac{d\nu}{2\pi} \times \\ &\times \operatorname{Tr} \left[\boldsymbol{\sigma} (P^{rrr}(\epsilon^-) - P^{aaa}(\epsilon^+)) \right],\end{aligned}\quad (34)$$

где функции $P^{ijk}(\Omega)$, в которых Ω принимает значения $\Omega = \epsilon^\pm$ или $\Omega = \epsilon - \nu$, определяются как

$$\begin{aligned}P^{ijk}(\Omega) &= G_{\mathbf{k}+}^i(\epsilon^+) \Sigma_{\mathbf{k}}^{(2)j}(\epsilon, \omega, \mathbf{q}; \nu, \mathbf{f}) \times \\ &\times G_{\mathbf{k}-}^k(\epsilon^-) \operatorname{th} \frac{\Omega}{k_B T},\end{aligned}\quad (35)$$

где

$$G_{\mathbf{k}}^i(\omega) = \langle G_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}^i(\omega) \rangle_{\text{imp}} \delta_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'},\quad (36)$$

$$\begin{aligned}\Sigma_{\mathbf{k}}^{(2)i}(\epsilon, \omega, \mathbf{q}; \nu, f) &= \langle \Sigma_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}^{(2)i}(\epsilon, \omega, \mathbf{q}; \nu, f) \rangle_{\text{imp}} \delta_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}, \\ i &= r, a.\end{aligned}$$

Из уравнения (10) следует, что после усреднения по координатам примесей функция $\Sigma_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}^{(2)i}(\epsilon, \omega, \mathbf{q}; \nu, f)$ принимает вид

$$\begin{aligned}\Sigma_{\mathbf{k}}^{(2)i}(\epsilon, \omega, \mathbf{q}; \nu, f) &= 2J^2 S^2 \left(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n}_{\mathbf{f}^+, \nu^+} \right) \times \\ &\times G_{\mathbf{k}-\mathbf{f}+\mathbf{G}}^i(\epsilon - \nu) (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n}_{\mathbf{f}^-, \nu^-}^*).\end{aligned}\quad (37)$$

Далее проведем вычисление спиновой плотности, начиная с уравнения (33). В правой части этого уравнения имеются четыре слагаемых: $P^{raa}(\epsilon^+)$, $P^{rra}(\epsilon^-)$, $P^{rra}(\epsilon + \nu)$ и $P^{raa}(\epsilon - \nu)$. Каждое из них пропорционально статистическим факторам, которые имеют вид

$$\operatorname{th}[(\epsilon + \omega_i)/2k_B T] - \operatorname{th}[\epsilon/2k_B T],$$

где $\omega_i = \pm\omega$ или $\omega_i = \nu$. Так как эти частоты малы, все эти факторы также малы. Однако первые два слагаемых в (33) оказываются намного меньше, чем остальные. Причина заключается в том, что они пропорциональны ω , в то время как два других слагаемых $\sim \nu$. Однако функция $\Sigma_{\mathbf{k}}^i(\epsilon, \omega; \nu, \mathbf{f})$ в уравнении (35) — это нечетная функция ν и $\mathbf{f}$ при $\nu \ll \epsilon$, так как два вектора Нееля в (10) составляют векторное произведение, как это было показано в разд. 3.1.

Действительно, выражение $\mathbf{n}_{\mathbf{f}^+, \nu^+} \times \mathbf{n}_{\mathbf{f}^-, \nu^-}^*$ меняет знак при $\nu \rightarrow -\nu$, $\mathbf{f} \rightarrow -\mathbf{f}$, так как при таком обращении знака $\mathbf{f}^\pm \rightarrow -\mathbf{f}^\mp$ и $\nu^\pm \rightarrow -\nu^\mp$. Следовательно, $\mathbf{n}_{\mathbf{f}^+, \nu^+} \rightleftharpoons \mathbf{n}_{\mathbf{f}^-, \nu^-}^*$. Таким образом, пропорциональные ω члены в уравнении (37) имеют дополнительный малый фактор, так как они должны обращаться в нуль вместе с ν и f . Наоборот, слабые, статистические факторы которых оказываются интегрально пропорциональны ν , изначально представляют собой нечетные по ν функции. Следовательно, соответствующая подынтегральная функция в (33) оказывается четной по ν . По этой причине она доминирует в (33) при $\nu\Gamma \gg \omega \max(\nu, \nu_F f)$. Используя уравнение (10), соответствующий вклад в соотношение (33) можно записать в виде

$$\mathbf{S}_V^{(2)}(\mathbf{q}, \omega) = \frac{1}{2} J^2 S^2 \sum_{\mathbf{f}} \int \frac{d\nu}{2\pi} I(\omega, \mathbf{q}; \nu, \mathbf{f}) \times \\ \times \text{Tr} \left[\mathbf{V}(\omega, \mathbf{q}) \left(\boldsymbol{\sigma} \cdot \left[\mathbf{n}_{\mathbf{f}^+, \nu^+} \times \mathbf{n}_{\mathbf{f}^-, \nu^-}^* \right] \right) \right], \quad (38)$$

где

$$I(\omega, \mathbf{q}; \nu, \mathbf{f}) = \sum_{\mathbf{k}} \int \frac{d\epsilon}{2\pi} G_{\mathbf{k}^+}^r(\epsilon^+) G_{\mathbf{k}^-}^a(\epsilon^-) \times \\ \times (G_{\mathbf{k}+\mathbf{f}+\mathbf{G}}^r(\epsilon + \nu) - G_{\mathbf{k}+\mathbf{f}+\mathbf{G}}^a(\epsilon + \nu)) \times \\ \times \left(\text{th} \frac{\epsilon + \nu}{k_B T} - \text{th} \frac{\epsilon}{k_B T} \right). \quad (39)$$

Подставляя в это уравнение выражения для гриновских функций из уравнения (5) и представляя там энергию электронов как $E_{\mathbf{k}+\mathbf{Q}} \simeq E_{\mathbf{k}} + \mathbf{v}_{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{Q}$, где $\mathbf{Q} = \mathbf{q}/2$ или $\mathbf{Q} = \mathbf{f}$, а $\mathbf{v}_{\mathbf{k}}$ — скорость электронов на поверхности Ферми, интеграл I можно представить в виде

$$I = \int \frac{d^2 k}{4\pi^2} \int \frac{d\epsilon}{2\pi} \left(\epsilon + \frac{\omega}{2} - E_{\mathbf{k}} - \frac{\mathbf{v}_{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{q}}{2} + \mu + i\Gamma \right)^{-1} \times \\ \times 2 \text{Im} [G_{\mathbf{k}+\mathbf{f}+\mathbf{G}}^r(\epsilon + \nu)] \times \\ \times \left(\epsilon - \frac{\omega}{2} - E_{\mathbf{k}} + \frac{\mathbf{v}_{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{q}}{2} + \mu - i\Gamma \right)^{-1} \times \\ \times \left(\text{th} \frac{\epsilon + \nu}{k_B T} - \text{th} \frac{\epsilon}{k_B T} \right), \quad (40)$$

где

$$G_{\mathbf{k}+\mathbf{f}+\mathbf{G}}^r(\epsilon + \nu) = \\ = (\epsilon + \nu - E_{\mathbf{k}+\mathbf{G}} - \mathbf{v}_{\mathbf{k}+\mathbf{G}} \cdot \mathbf{f} + \mu + i\Gamma)^{-1}. \quad (41)$$

Следует учесть, что в рамках рассматриваемой модели сильной связи $E_{\mathbf{k}+\mathbf{G}} = -E_{\mathbf{k}}$ и $\mathbf{v}_{\mathbf{k}+\mathbf{G}} = -\mathbf{v}_{\mathbf{k}}$. Тогда, учитывая, что $|\epsilon| \sim |\nu| \ll \mu$, также как и

$\omega, \Gamma, v_{\mathbf{k}} q, v_{\mathbf{k}+\mathbf{G}} f \ll \mu$, главный вклад в интеграл при малых температурах определяется полюсами $E_{\mathbf{k}}$ вблизи энергии Ферми. Поэтому можно положить $v_{\mathbf{k}} \simeq v_{\mathbf{k}_F} \equiv v_F$, где $E_{\mathbf{k}_F} = \mu$. В главном приближении, когда $\mu \gg \Gamma \gg [v_F q, v_F f, \nu, \omega]$, интегрирование приводит к

$$I(\omega, \mathbf{q}; \nu, \mathbf{f}) = -i \frac{\nu}{\mu^2} N_F. \quad (42)$$

Подставляя это выражение в уравнение (38), в результате получаем уравнение (17).

ПРИЛОЖЕНИЕ С. ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ИНЖЕКТИРОВАННОГО СПИНА

Схема измерения спиновой плотности показана на рис. 3. Если эффекты релаксации спина в ферромагнетике слабы, то электрический ток J_F в нем может быть представлен в виде суммы токов электронов с двумя возможными проекциями их спинов на ось квантования, $J_{F\uparrow}$ и $J_{F\downarrow}$:

$$J_{F\uparrow} = -D_{F\uparrow} e \nabla_x c_{F\uparrow} - \sigma_{F\uparrow} \nabla_x \Phi, \\ J_{F\downarrow} = -D_{F\downarrow} e \nabla_x c_{F\downarrow} - \sigma_{F\downarrow} \nabla_x \Phi, \quad (43)$$

где $D_{F\uparrow}$ и $D_{F\downarrow}$ — коэффициенты диффузии в каждой из магнитных подзон, а $\sigma_{F\uparrow}$, $\sigma_{F\downarrow}$ — проводимости. В диффузионном режиме эти токи создаются градиентами соответствующих плотностей электронов, $c_{F\uparrow}$ и $c_{F\downarrow}$, и градиентом электрического потенциала Φ . Так как проводимости и коэффициенты диффузии электронов с противоположно направленными спинами, как правило, отличаются друг от друга в ферромагнетиках, характеристики транспорта спина и заряда становятся взаимно зависящими друг от друга. Поэтому поляризованный по спину ток может индуцировать электрический ток и электрический потенциал, и, наоборот, электрический ток способен индуцировать спиновый ток [37, 38]. Эта взаимозависимость может послужить основой для электрического детектирования спинового тока и спиновой плотности. Так как в рассматриваемом примере спиновая поляризация, накачанная ДС, направлена параллельно оси y , естественно рассмотреть ферромагнетик на рис. 3, намагниченность которого параллельна той же оси. Поэтому спиновая поляризация ρ_{Fs} и спиновый ток J_{Fs} ориентированы вдоль оси y .

Обозначим электрический и спиновый токи соответственно как $J_F = J_{F\uparrow} + J_{F\downarrow}$ и $J_{Fs} = J_{F\uparrow} - J_{F\downarrow}$. Таким же образом для плотностей заряда и спина

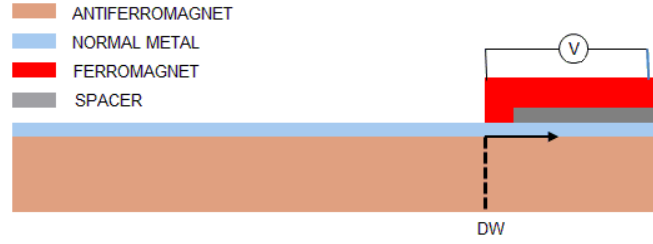


Рис. 3. Схема измерения спиновой поляризации, инжектированной ДС. Мгновенное положение центра ДС ($x = 0$) показано штриховой линией. Стрелка указывает направление движения ДС

получим $\rho_F = ec_{F\uparrow} + ec_{F\downarrow}$ и $\rho_{Fs} = ec_{F\uparrow} - ec_{F\downarrow}$. Комбинируя два уравнения (43) и принимая во внимание условие электрической нейтральности $\rho_F = 0$, получим соотношения

$$\begin{aligned} J_F &= -D_{Fs} \nabla_x \rho_{Fs} - \sigma_F \nabla_x \Phi, \\ J_{Fs} &= -D_F \nabla_x \rho_{Fs} - \sigma_{Fs} \nabla_x \Phi, \end{aligned} \quad (44)$$

где

$$\begin{aligned} D_F &= (D_{F\uparrow} + D_{F\downarrow})/2, & D_{Fs} &= (D_{F\uparrow} - D_{F\downarrow})/2, \\ \sigma_F &= \sigma_{F\uparrow} + \sigma_{F\downarrow}, & \sigma_{Fs} &= \sigma_{F\uparrow} - \sigma_{F\downarrow}. \end{aligned}$$

Так как в разомкнутой цепи $J_F = 0$, из уравнения (44) получим

$$\sigma_F \nabla_x \Phi = -D_{Fs} \nabla_x \rho_{Fs}. \quad (45)$$

Подставляя это соотношение во второе уравнение (44), получим

$$J_{Fs} = -\tilde{D}_F \nabla_x \rho_{Fs}, \quad (46)$$

где

$$\tilde{D}_F = D_F (1 - P D_{Fs} / D_F)$$

и P обозначает коэффициент поляризации,

$$P = (\sigma_{F\uparrow} - \sigma_{F\downarrow}) / (\sigma_{F\uparrow} + \sigma_{F\downarrow}).$$

Ниже эта несущественная перенормировка коэффициента диффузии будет игнорироваться. Соответственно, положим $\tilde{D}_F = D_F$. В свою очередь, уравнение диффузии спина имеет обычный вид:

$$\frac{\partial \rho_{Fs}}{\partial t} = -\nabla_x J_{Fs} - \Gamma_{Fs} \rho_{Fs}, \quad (47)$$

где Γ_{Fs} — скорость релаксации спина. Учитывая уравнение (46) и выполняя фурье-преобразование по времени, это уравнение можно записать в виде

$$-i\omega \rho_{Fs} = D_F \nabla_x^2 \rho_{Fs} - \Gamma_{Fs} \rho_{Fs}. \quad (48)$$

Далее, уравнение (45) можно проинтегрировать по ферромагнитной области $x > 0$. В результате найдем соотношение, которое позволяет выразить электрическое напряжение через спиновую плотность на границе между ферромагнетиком и двумерным металлом. Оно имеет вид

$$\sigma_F \Delta \Phi = D_{Fs} \rho_{Fs}(0), \quad (49)$$

где $\Delta \Phi$ — напряжение, которое измеряется вольтметром (см. рис. 3). Было принято во внимание, что $\rho(x) \rightarrow 0$ при $x \gg \sqrt{D_F / \Gamma_{Fs}}$. Если толщина d магнитной пленки намного меньше длины диффузии спина ($d \ll \sqrt{D_F / \Gamma_{Fs}}$), спиновая плотность будет однородно распределена по толщине d . Поэтому $d\rho_{Fs}$ можно рассматривать как двумерную спиновую плотность. То же можно сказать и о спиновом токе dJ_{Fs} . Спиновая плотность вычисляется с помощью уравнения (48) с граничными условиями

$$d\rho_{Fs}(0) = \rho_{Ns}(0), \quad dJ_{Fs}(0) = J_{Ns}(0), \quad (50)$$

где $J_{Ns}(0)$ и $\rho_{Ns}(0)$ — спиновые ток и плотность на границе, в области нормального металла ($x < 0$). Эти граничные условия справедливы, если на границе раздела отсутствует заметная релаксация спина. В ферромагнетике соотношение между $J_{Fs}(0)$ и $\rho_{Fs}(0)$ нетрудно найти из решения уравнения (48), которое имеет вид

$$\rho_{Fs}(x) = \rho_{Fs}(0) \exp[-x/l_{Fs}(\omega)], \quad (51)$$

где

$$l_{Fs}^{-1} = \sqrt{(\Gamma_{Fs} - i\omega) D_F^{-1}}.$$

Далее, из уравнения (46) получим искомое соотношение

$$J_{Fs}(0) = \rho_{Fs}(0) D_F / l_{Fs}. \quad (52)$$

Уравнение диффузии спина в нормальном металле имеет вид

$$-i\omega \rho_{Ns} = D_N \nabla_x^2 \rho_{Ns} - \Gamma_{Ns} \rho_{Ns} + W(\omega, x). \quad (53)$$

Это уравнение получено из уравнений (17) и (18), записанных в координатном представлении. В (53) параметры ρ_{Ns} , Γ_{Ns} и D_N можно соотнести соответственно с S^y , Γ_s^y и D в основном тексте. Вычисленный таким образом источник W имеет вид

$$W(\omega, x) = N_F \Gamma v \frac{J^2 S^2}{\mu^2} \int dt \frac{1}{\lambda \operatorname{ch}[(x - vt)/\lambda]} e^{i\omega t}. \quad (54)$$

Как станет ясно ниже, при выбранных значениях параметров v и Γ_{Ns} характерная длина v/ω по порядку величины составляет 10^2 нм, что намного больше типичной толщины ДС λ . Поэтому можно положить $t = x/v$ в показателе экспоненты подынтегрального выражения в уравнении (54). Таким образом, получим

$$W(\omega, x) = \pi N_F \Gamma \frac{J^2 S^2}{\mu^2} e^{i\omega x/v}. \quad (55)$$

Общее решение уравнения (53) при $x < 0$ представляет собой сумму двух функций. Одна из них происходит от источника, а другая — от границы раздела с ферромагнетиком. Первая функция $\rho_{Ns}^{(1)}$ представляет собой фурье-образ функции (21), тогда как вторая функция $\rho_{Ns}^{(2)}$ получается из уравнения (53) в виде

$$\rho_{Ns}^{(2)}(x) = A e^{-|x|/l_{Ns}}, \quad (56)$$

где

$$l_{Ns}^{-1} = \sqrt{(\Gamma_{Ns} - i\omega) D_N^{-1}}.$$

Предполагалось, что ширина контакта между ферромагнетиком и двумерной пленкой намного меньше, чем длина диффузии l_{Ns} , которая находится в субмикронной области. Поэтому возможно рассматривать такой контакт как точечный при $x = 0$. Вследствие этого выражение для $\rho^{(2)}$ принимает простой вид (56). Коэффициенты A и $\rho_{Fs}(0)$ в (51) и (56) могут быть найдены из граничных условий (50) и (52). В рассматриваемом случае из-за сохранения спинового тока на границе раздела имеем

$$J_{Ns}(0^-) - J_{Ns}(0^+) = dJ_{Fs}(0). \quad (57)$$

Отсюда, учитывая уравнения (56) и (52), получим

$$\begin{aligned} d\rho_{Fs}(0) &= \\ &= \frac{v^2 W(\omega, 0)}{D_N(vp_1 + i\omega)(vp_2 + i\omega)} \frac{1}{1 + (l_{Ns}/2l_{Fs})}, \end{aligned} \quad (58)$$

где параметры p_1 и p_2 определены в разд. 3.1.

Индукцированный спиновым током электрический потенциал в ферромагнитной пленке может быть вычислен с помощью уравнения (45). Зависимость электрического напряжения от времени представляет собой импульс, вид которого определяется пространственной зависимостью спиновой плотности (21). В центре импульса, при $t = 0$, спиновая плотность в точке $x = 0$ может быть вычислена путем интегрирования уравнения (58) по ω . Так как $p_1 > 0$, а $p_2 < 0$, $\rho_{Fs}(0)$ имеет простой полюс в верхней комплексной полуплоскости, тогда как другой полюс и разрез находятся в нижней полуплоскости. Так как интеграл сходится, вычисляя вычет в полюсе $\omega = ivp_1$ и подставляя результат в соотношение (45), окончательно получим

$$e\Delta\Phi|_{t=0} = r\Gamma\tilde{P} \frac{\pi N_F}{2N_{FF}d} \frac{J^2 S^2}{\mu^2} \frac{v}{\sqrt{v^2 + 4\Gamma_{Ns}D_N}}, \quad (59)$$

где

$$N_{FF} = \frac{N_{F\uparrow} + N_{F\downarrow}}{2}$$

— плотность электронных состояний на поверхности Ферми ферромагнетика (на одну спиновую проекцию), безразмерный коэффициент r равен

$$r = \left[\frac{1}{1 + l_{Ns}/2l_{Fs}} \right]_{\omega=ivp_1}, \quad (60)$$

а

$$\tilde{P} = \frac{D_{F\uparrow} - D_{F\downarrow}}{D_{F\uparrow} + D_{F\downarrow}} \quad (61)$$

совпадает с коэффициентом поляризации ферромагнетика. При вычислении электрического напряжения (59) было использовано соотношение Эйнштейна $\sigma_F = 2e^2 D_F N_{FF}$. Электрический потенциал $\Delta\Phi|_{t=0}$ вычислен при некоторых значениях параметров в конце разд. 4.

ЛИТЕРАТУРА

1. V. Baltz, A. Manchon, M. Tsoi, T. Moriyama, T. Ono, and Y. Tserkovnyak, Rev. Mod. Phys. **90**, 015005 (2018).
2. O. Gomonay, V. Baltz, A. Brataas, and Y. Tserkovnyak, Nat. Phys. **14**, 213 (2018).
3. H. Yan, Z. Feng, P. Qin, X. Zhou, H. Guo, X. Wang, H. Chen, X. Zhang, H. Wu, C. Jiang, and Z. Liu, Adv. Materials **32**, 1905603 (2020).

4. P. Wadley, B. Howells, J. Železný, C. Andrews, V. Hills, R. P. Campion, V. Novak, K. Olejnik, F. Maccherozzi, S. S. Dhesi, S. Y. Martin, T. Wagner, J. Wunderlich, F. Freimuth, Y. Mokrousov, J. Kunes, J. S. Chauhan, M. J. Grzybowski, A. W. Rushforth, K. W. Edmonds, B. L. Gallagher, and T. Jungwirth, *Science* **351**, 587 (2016).
5. J. Železný, H. Gao, K. Výborný, J. Zemen, J. Mašek, A. Manchon, J. Wunderlich, J. Sinova, and T. Jungwirth, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 157201 (2014).
6. R. Cheng, J. Xiao, Q. Niu, and A. Brataas, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 057601 (2014).
7. H. B. M. Saidaoui, A. Manchon, and X. Waintal, *Phys. Rev. B* **89**, 174430 (2014).
8. A. C. Swaving and R. A. Duine, *Phys. Rev. B* **83**, 054428 (2011).
9. S. Takei, B. I. Halperin, A. Yacoby, and Y. Tserkovnyak, *Phys. Rev. B* **90**, 094408 (2014).
10. A. S. Núñez, R. A. Duine, P. M. Haney, and A. H. MacDonald, *Phys. Rev. B* **73**, 214426 (2006).
11. Y. Ohnuma, H. Adachi, E. Saitoh, and S. Maekawa, *Phys. Rev. B* **89**, 174417 (2014).
12. P. Zhang, C. T. Chou, H. Yun, B. C. McGoldrick, J. T. Hou, K. A. Mkhoyan, and L. Liu, *arXiv:2201.04732*.
13. E. Cogulu, H. Zhang, N. N. Statuto, Y. Cheng, F. Yang, R. Cheng, and A. D. Kent, *arXiv:2112.12238*.
14. K. A. Omari, L. X. Barton, O. Amin, R. P. Campion, A. W. Rushforth, P. Wadley, and K. W. Edmonds, *J. Appl. Phys.* **127**, 193906 (2020).
15. L. Frangou, S. Oyarzun, S. Auffret, L. Vila, S. Gambarelli, and V. Baltz, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 077203 (2016).
16. P. Vaidya, S. A. Morley, J. Tol, Y. Liu, R. Cheng, A. Brataas, D. Lederman, and E. Barco, *Science* **368**, 160 (2020).
17. J. Li, C. B. Wilson, R. Cheng, M. Lohmann, M. Kavand, W. Yuan, M. Aldosary, N. Agladze, P. Wei, M. S. Sherwin, and J. Shi, *Nature* **578**, 70 (2020).
18. H. Wang, Y. Xiao, M. Guo, E. L. Wong, G. Q. Yan, R. Cheng, and C. R. Du, *Phys. Rev. Lett.* **127**, 117202 (2021).
19. R. Lebrun, A. Ross, S. A. Bender, A. Qaiumzadeh, L. Baldrati, J. Cramer, A. Brataas, R. A. Duine, and M. Kläui, *Nature* **561**, 222 (2018).
20. O. Gomonay, T. Jungwirth, and J. Sinova, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 017202 (2016).
21. S. K. Kim, G. S. D. Beach, K.-J. Lee, T. Ono, Th. Rasing, and H. Yang, *Nat. Mater.* **21**, 24 (2022).
22. C. O. Avci, E. Rosenberg, L. Caretta, F. Buttner, M. Mann, C. Marcus, D. Bono, C. A. Ross, and G. S. D. Beach, *Nat. Nanotechnol.* **14**, 561 (2019).
23. H. A. Zhou, Y. Dong, T. Xu, K. Xu, L. S. Tejerina, L. Zhao, Y. Ba, P. Gargiani, M. Valvidares, Y. Zhao, M. Carpentieri, O. A. Tretiakov, X. Zhong, G. Finocchio, S. K. Kim, and W. Jiang, *arXiv:1912.01775*.
24. S. Velez, J. Schaab, M. S. Wornle, M. Muller, E. Gradauskaite, P. Welter, C. Gutgsell, C. Nistor, C. L. Degen, M. Trassin, M. Fiebig, and P. Gambardella, *Nat. Commun.* **10**, 4750 (2019).
25. Y. Tserkovnyak, A. Brataas, and G. E. W. Bauer, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 117601 (2002).
26. Л. В. Келдыш, *ЖЭТФ* **47**, 1515 (1964) [*Sov. Phys. JETP* **20**, 1018 (1965)].
27. В. Г. Барьяхтар, Б. А. Иванов, М. В. Четкин, *УФН* **28**, 563 (1985) [*Usp. Fiz. Nauk* **146**, 417 (1985)].
28. J. Rammer and H. Smith, *Rev. Mod. Phys.* **58**, 323 (1986).
29. B. L. Altshuler and A. G. Aronov, in *Electron-Electron Interactions in Disordered Systems*, ed. by A. L. Efros and M. Pollak, North-Holland, Amsterdam (1985), Ch. 1.

- 30.** E. van der Bijl, R. E. Troncoso, and R. A. Duine, Phys. Rev. B **88**, 064417 (2013).
- 31.** А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, ЖЭТФ **42**, 1088 (1962) [A. A. Abrikosov and L. P. Gor'kov, Sov. Phys. JETP **15**, 752 (1962)].
- 32.** М. И. Дьяконов, В. И. Перель, ЖЭТФ **33**, 1053 (1971) [Zh. Eksp. Teor. Fiz. **60**, 1954 (1971)].
- 33.** N. L. Schryer and L. R. Walker, J. Appl. Phys. **45**, 5406 (1974).
- 34.** A. M. Kosevich, B. A. Ivanov, and A. S. Kovalev, Phys. Rep. **194**, 117 (1990).
- 35.** S. K. Kim, Y. Tserkovnyak, and O. Tchernyshyov, Phys. Rev. B **90**, 104406 (2014).
- 36.** E. G. Tveten, A. Qaiumzadeh, and A. Brataas, Phys. Rev. Lett. **112**, 147204 (2014).
- 37.** А. Г. Аронов, Письма в ЖЭТФ **24**, 37 (1976) [Sov. Phys. JETP Lett. **24**, 32 (1976)].
- 38.** M. Johnson and R. H. Silsbee, Phys. Rev. B **37**, 5312 (1988).