

05

Влияние спин-орбитального взаимодействия на эффект спинового кулоновского увлечения

© И.И. Ляпилин

Институт физики металлов УрО РАН,
Екатеринбург, Россия

E-mail: lyapilin@imp.uran.ru

Поступила в Редакцию 18 апреля 2024 г.

В окончательной редакции 18 апреля 2024 г.

Принята к публикации 8 мая 2024 г.

Рассмотрено влияние индуцируемых динамикой спин-орбитального взаимодействия (Рашбы) спиновых электромагнитных полей в пространственно-неоднородных магнитных структурах, на транспортные явления. Показано, что явления переноса, связанные с проявлением спин-зависимого электрического поля приводят к усилению эффекта спинового кулоновского увлечения носителей заряда.

Ключевые слова: спин-орбитальное взаимодействие, эффект спинового кулоновского увлечения

DOI: 10.61011/FTT.2024.06.58241.30НН

В пространственно-неоднородных проводящих магнитных структурах обменное взаимодействие s -электронов, формирующих спиновый ток, и локализованных d -электронов, определяющих намагниченность структуры $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$, является одним из важных направлений исследований в области спинтроники. Локализованный спин $\mathbf{S}(\mathbf{r}, t)$ связан с намагниченностью соотношением $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = (-g\mu/a^3)\mathbf{S}(\mathbf{r}, t)$ (a — постоянная решетки, g — фактор, μ — магнетон Бора). В пределе бесконечно большого обменного поля, спин-электрона идеально следует направлению вектора намагниченности $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$. Реально имеет место некоторая несоосность и связанная с этим спиновая релаксация, которая описывается феноменологически путем введения диссипативного слагаемого R в уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта, описывающего эволюцию намагниченности.

Локальное унитарное преобразование $U(\mathbf{r}, t)$, вращающее спиновое пространство в направлении параллельном неоднородной локальной намагниченности $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$, диагонализировав обменное взаимодействие $U(\mathbf{r}, t)^\dagger (\mathbf{m}(\mathbf{r}, t) \boldsymbol{\sigma}) U(\mathbf{r}, t)$, генерирует спин-зависимые потенциалы $\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$, формирующие спин-зависимые $\mathbf{E}_s(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{B}_s(\mathbf{r}, t)$ электромагнитные („сопутствующие“) поля [1]. Эти поля обуславливают спин-движущие силы $\mathbf{F}_s(\mathbf{r}, t)$ Лоренца, действующие на s -электроны, приводя к реализации новых физических эффектов [2]. Благодаря последней, становится возможной передача энергии между спиновыми подсистемами проводящих и локализованных электронов, при этом магнитная энергия, запасенная намагниченностью кристалла может быть преобразована в электрическое напряжение. Спиновые электромагнитные поля $\mathbf{E}_s(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{B}_s(\mathbf{r}, t)$ реализуют дополнительный канал диссипации энергии и обуславливают движение доменной стенки [3].

Выражения для спиновых электромагнитных полей $\mathbf{E}_s(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{B}_s(\mathbf{r}, t)$, записанные через углы $(\theta(\mathbf{r}, t), \phi(\mathbf{r}, t))$,

определяющие пространственно-временной профиль локальной намагниченности

$$\begin{aligned} \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) &= \\ &= \mathbf{m}(\sin \theta(\mathbf{r}, t) \cos \phi(\mathbf{r}, t), \sin \theta(\mathbf{r}, t) \sin \phi(\mathbf{r}, t), \cos \theta(\mathbf{r}, t)), \end{aligned}$$

имеют вид [1,4,5]:

$$E_{si} = s \frac{\hbar}{2e} \mathbf{m}(\partial_t \mathbf{m} \times \partial_i \mathbf{m}),$$

$$B_{si} = -s \frac{\hbar}{2e} \varepsilon_{ijk} \mathbf{m}(\partial_j \mathbf{m} \times \partial_k \mathbf{m})_i, \quad s = \uparrow, \downarrow.$$

Здесь \mathbf{m} — единичный вектор, направленный вдоль намагниченности. (\uparrow, \downarrow) — характеризуют направление электронного спина. $\partial_t = \partial/\partial t$, $\partial_i = \partial/\partial x_i$, ε_{ijk} — единичный тензор Леви–Чивита.

Спиновые электромагнитные поля обусловлены как переменными во времени, так и пространственно-неоднородными областями намагниченности $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$. Генерируемая этими полями сила также является спин-зависимой (СДС) и аналогична силе Лоренца

$$\mathbf{F}_s(\mathbf{r}, t) = e(\mathbf{E}_s(\mathbf{r}, t) + \mathbf{v}_s \times \mathbf{B}_s(\mathbf{r}, t)).$$

Проявление спин-зависимой силы является универсальным явлением в магнитном металле. Концепция СДС обсуждалась как для немагнитных материалов в условиях неоднородных магнитных полей [6], для ферромагнетиков [4,7], включая спин-орбитальное взаимодействие и может быть понята на основе калибровочной теории поля, уравнения движения и спиновой фазы Берри [6,8].

Спин-зависимые поля, хотя и малы по величине, но тем не менее, наблюдаемы экспериментально [3]. Они связаны со спиновой поляризацией электронов проводимости $P = (n^\uparrow - n^\downarrow)/(n^\uparrow + n^\downarrow)$. В ферромагнитных металлах поляризация электронов проводимости,

характеризуемая величиной P определяется типом исходного магнитного материала и составляет величину порядка 0.3–0.8. В этом случае макроскопический дрейф электронов (\uparrow, \downarrow), обусловленный спиновым полем $\mathbf{E}_x(\mathbf{r}, t)$ приводит к реализации спинового тока $J_s = PJ_e$ (J_e — зарядовый ток).

Спиновые поля $\mathbf{E}_s(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{B}_s(\mathbf{r}, t)$ оказывают влияние на кинетику электронов проводимости. Как следует из выражения (1) в отличие от постоянного электрического поля \mathbf{E}_O , которое не „чувствует“ спиновое состояние носителя заряда, спиновое поле $\mathbf{E}_s(\mathbf{r}, t)$ смещает электроны со спинами (\uparrow, \downarrow) в противоположных направлениях, индуцируя тем самым спин-поляризованный ток J_s .

Необычно и действие магнитной компоненты спин-движущей силы $\mathbf{E}_s(\mathbf{r}, t)$. В отличие от обычного магнитного поля \mathbf{B}_O , которое влияет только на заряд носителя, спиновое магнитное поле $\mathbf{B}_s(\mathbf{r}, t)$ отклоняет свободные носители заряда в зависимости от ориентации спина в противоположные стороны, индуцируя тем самым холловское напряжение и спиновый ток, если концентрации электронов ($n^\uparrow \neq n^\downarrow$).

Таким образом, электрическая и магнитная компоненты спиновых полей селективируют свободные носители заряда по направлению спина. При этом системе электронов проводимости можно рассматривать как состоящую из двух спиновых подсистем, каждая из которых характеризуется своим направлением спина. Поскольку скорость дрейфа носителей заряда обусловлена в основном влиянием электрического поля, то скорости дрейфа электронов в каждой из спиновых подсистем будут спин-зависимыми. Как результат, это приводит к реализации условий, при которых становятся возможными проявления эффектов связанных с взаимодействием носителей заряда в разных спиновых подсистемах. Одним из таких взаимодействий является кулоновское взаимодействие носителей заряда, которое играет ведущую роль в различных явлениях. Влияние электрон-электронных взаимодействий на явления переноса в системах различной размерности является областью активных экспериментальных и теоретических исследований. Однако как величину, так и влияние кулоновского взаимодействия на кинетические свойства кристаллов трудно измерить.

Одним из методов, который показал свою эффективность при измерении скоростей рассеяния непосредственно за счет кулоновского взаимодействия является эффект кулоновского увлечения (КУ) носителей заряда [9,10]. Суть эффекта — возникновение отклика в виде создаваемого напряжения (или электрического тока) в проводящей системе при пропускании тока через другую проводящую пленку, отделенную от первой диэлектрическим слоем. В основе эффекта лежит межслойное кулоновское взаимодействие электронов проводимости разделенных диэлектриком. Количественной мерой КУ в случае двух проводящих слоев разделенных диэлектриком является сопротивление увлечения (transresistivity) [11]. Проявление эффекта КУ носителей

заряда возможно и в системе спин-поляризованных носителей заряда.

Рассмотрим проводимость носителей с разными спинами в рамках двухканальной модели (проводимость по двум спиновым каналам с различной ориентацией спина в каждом канале). Полагая, что дрейфовые скорости носителей v^\uparrow, v^\downarrow в каждой из спиновых подсистем, обусловленные спиновым полем \mathbf{E}_s разные. В этом случае, в отсутствие других источников рассеяния электронов, кулоновское взаимодействие, сохраняя полный импульс системы, будет перераспределять его между носителями заряда в различных спиновых каналах. При этом более быстрые носители, передавая часть импульса медленным, будут увлекать их, реализуя тем самым эффект спинового кулоновского увлечения (СКУ) [12].

Таким образом, локальное изменение намагниченности в неоднородных магнитных структурах, индуцируя спиновое электромагнитное поле, естественным образом реализует условия необходимые для проявления эффекта спинового кулоновского увлечения. Микроскопическое описание и анализ показали [12], что в интервале низких температур, когда основным источником рассеяния импульса электронов внутри каждой спиновой подсистемы являются рассеяние носителей заряда на хаотически расположенных примесных центрах ω_{ei} и электрон-электронное рассеяние ω_{ee} , кулоновское увлечение спин-поляризованных носителей приводит к изменению частоты релаксации импульса электронов Ω_p , которое определяется выражением

$$\Omega_p = \omega_{ei}\omega_{ee}/(\omega_{ei} + \omega_{ee}).$$

Как мы уже отмечали выше, спиновые электромагнитные поля, малы, хотя и наблюдаются экспериментально (детектируются при измерении спинового тока). Поэтому вполне уместен вопрос о поиске взаимодействий, выступающих в качестве „усилителей“ эффектов, обусловленных действием этих полей. В работе [13] показано, что в системе со статической и однородной намагниченностью и спин-орбитальным взаимодействием, возможна генерация спин-движущей силы за счет переменного во времени электрического $\mathbf{E}(t)$ поля и $\mathbf{E}_s \sim (\mathbf{m} \times \partial \mathbf{E}/\partial t)$.

Требуется решения и вопрос, связанный с временной зависимостью спинового электрического поля. При периодической зависимости амплитуды электрического поля от времени, его среднее равно нулю. Поэтому для проявления эффектов, обусловленных спиновым полем, необходимо разрешить и эту проблему.

В качестве одного из возможных „усилителей“ действия спинового поля \mathbf{E}_s рассмотрим спин-орбитальное взаимодействие, реализуемое при нарушении структурной инверсионной симметрии [14]. Эксперименты с тонкими магнитными слоями с сильной структурной инверсионной асимметрией показали наличие больших эффективных магнитных полей [15], динамика намагничивания в которых может индуцировать большой спиновый ток. Очевидно, что спин-орбитальное взаимодействие

Рашбы (СОВР) и дополнительная прецессия спина, индуцированная этим взаимодействием, должны оказывать влияние на формирование спиновых полей. Заметим, что применение СОВР, как одного из возможных методов генерации спинового тока в двумерном электронном газе, обусловлено также тем, что в этом случае следует ожидать дополнительного усиления генерации, ввиду временной зависимости константы СОВР, обусловленной возможностью изменять напряжение на затворе. Спин-орбитальное взаимодействие Рашбы описывается гамильтонианом

$$H_R = (\alpha_R(t)/\hbar)(p_x\sigma_y - p_y\sigma_x) = (\alpha_R(t)/\hbar)(\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{p})\mathbf{n},$$

$\alpha_R(t)$ — константа СОВР. $\boldsymbol{\sigma}$, \mathbf{p} — матрицы Паули и импульс электрона \mathbf{n} — единичный вектор.

Эффективное электрическое поле, обусловленное СОВР можно найти стандартным способом, применив унитарное преобразование [1] $U(\mathbf{r}, t)$ к гамильтониану Рашбы. Реализуемое при этом спиновое электрическое поле \mathbf{E}_s можно представить в виде суммы двух слагаемых: первое из которых обусловлено пространственно-временным изменением намагниченности

$$\mathbf{E}_{1i}^R(\mathbf{r}, t) = \alpha_R(t)m_e/(\hbar/e)(\partial_t \mathbf{m} \times \mathbf{n})_i,$$

а второе — с возможностью временного изменения константы СОВР

$$\mathbf{E}_{2i}^R(\mathbf{r}, t) = \alpha_R(t)m_e/(\hbar/e)(\mathbf{m} \times \mathbf{n})_i,$$

(m_e — масса электрона). Возможность варьирования константы $\alpha_R(t)$ путем изменения напряжения на затворе, позволяет существенно управлять величиной поля и СДС.

Оценки сравнения показывают, что величина спинового поля с параметрами, характерными для соединения Pt/Co(0.6 nm)/AlO [15], более чем на порядок усиливает спин-движущую силу в сравнении со спиновым полем \mathbf{E}_s , улучшая тем самым возможность наблюдения эффекта СЛУ. Поле $\mathbf{E}_{2i}^R(\mathbf{r}, t)$ вносит дополнительный вклад в СДС. Проблему связанную с временной зависимостью спинового поля Рашбы, можно разрешить путем выпрямления отрицательной составляющей компоненты спинового электрического поля. Как результат, получаем однонаправленное (положительное), меняющееся во времени электрическое поле. Эффект выпрямления в этом случае аналогичен диодному эффекту [16].

Выступая в роли „усилителя“ спин-орбитальное взаимодействие Рашбы приводит к существенному увеличению спинового электрического поля, а значит и к возрастанию спин-движущей силы, что в конечном итоге проявляется в усилении эффекта спинового кулоновского увлечения спин-поляризованных носителей заряда, обусловленным электрон-электронным (кулоновским) взаимодействием.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки РФ (тема „Спин“, № 122021000036-3).

Конфликт интересов

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

- [1] G.E. Volovik. J. Phys. C **20**, L83 (1987).
- [2] S.A. Yang, Geoffrey S.D. Beach, C. Knutson, Di Xiao, Zh. Zhang, M. Tsoi, Q. Niu, A.H. MacDonald, J.L. Erskine. Phys. Rev. B **82**, 054410 (2010).
- [3] S.A. Yang, G.S.D. Beach, C. Knutson, D. Xiao, Q. Niu, M. Tsoi, J.L. Erskine. Phys.Rev. Lett. **102**, 067201 (2009).
- [4] Yu. Yamane, J. Ieda, J. Ohe, S. Barnes, S. Maekawa. J. Appl. Phys. **109**, 07C735 (2011).
- [5] J. Ohe, S. Maekawa. J. Appl. Phys. **105**, 07C706 (2009).
- [6] A. Stern. Phys. Rev. Lett. **68**, 1022 (1992).
- [7] J. Ieda, Y. Yamane, S. Maekawa. SPIN **3**, 1330004 (2013).
- [8] M.V. Berry. Proc. R. Soc. London A **392**, 45 (2013).
- [9] A.G. Rojo. J. Phys. Condens. Matter **11**, R31 (1999).
- [10] B.N. Narozhny, A. Levchenko. Rev. Mod. Phys. **88**, 025003 (2016).
- [11] A.-P. Jauho, H. Smith. Phys. Rev. B **47**, 4420 (1993).
- [12] I.I. Lyapilin. FMM **124**, 8, 795 (2023).
- [13] S.-Q. Shen. Phys. Rev. Lett. **95**, 287203 (2005).
- [14] Ю.А. Бычков, Э.И. Рашба. Письма в ЖЭТФ **39**, 66 (1984). [A. Bychkov, E.I. Rashba. JETP Lett. **39**, 78 (1984)].
- [15] J. Pizzini, I.M. Miron, G.S. Auffret, B. Rodmacq, A. Schuhl, S. Vogel, P. Gambardella. Nature Mater. **9**, 230 (2010).
- [16] B. Miller, D.M. Zumbul, C.M. Marcus, Y.B. Lyanda-Geller, D. Goldhaber-Gordon, K. Campman, A.C. Gossard. Phys.Rev. Lett. **90**, 7, 076807 (2003).

Редактор Т.Н. Василевская