

Уравнения Ландау–Лифшица и динамика спинов в гетероструктуре с нарушенной инверсной симметрией при спин-орбитальной передаче спинового момента

В.И. Корнеев¹, Н.Е. Кулагин², А.Ф. Попков¹, К.С. Сукманова²

¹Национальный исследовательский университет «МИЭТ» г. Москва, 124498, Зеленоград, проезд 4806, д. 5

²МАТИ – Российский государственный технологический университет им. К.Э. Циолковского
ул. Оршанская, 3, г. Москва, 121552, Россия

E-mail: klgn@yandex.ru

Статья поступила в редакцию 31 марта 2015 г., опубликована онлайн 24 июля 2015 г.

Проведено обобщение уравнений Ландау–Лифшица на случай учета спиновой аккумуляции и динамики локализованных спинов в проводящем магнетике в условиях действия механизма спин-орбитального рассеяния Рашби. На основе модифицированных уравнений Ландау–Лифшица в макроспиновом приближении проделан теоретический анализ влияния спин-орбитальной передачи продольным током протекания вращательного момента в проводящей гетероструктуре с тонким магнитным слоем на его спиновое состояние. Показано, что в зависимости от геометрии намагничивания так же, как и в случае поперечной передачи спинового момента в спин-вентильных структурах, здесь возможна реализация режимов спинового переключения в магнитном слое гетероструктуры с легкоплоскостным магнитным слоем. Построены примеры диаграмм спиновых состояний на плоскости ток–поле, показывающие удовлетворительное согласие с результатами экспериментального измерения критических полей и токов переключения спинов в магнитных слоях асимметричных гетероструктур $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}/\text{Pt}$ и $\text{MgO}/\text{CoFeB}/\text{Ta}$ с компенсацией поля размагничивания в перпендикулярном направлении, исследовавшиеся в работах I.M. Miron и L. Liu с сотрудниками.

Проведено узагальнення рівнянь Ландау–Ліфшица на випадок врахування спінової акумуляції та динаміки локалізованих спінів в провідному магнетикі в умовах дії механізму спін-орбітального розсіяння Рашбі. На основі модифікованих рівнянь Ландау–Ліфшица в макроспіновому наближенні виконано теоретичний аналіз впливу спін-орбітальної передачі подовжнім струмом протікання обертального моменту в провідній гетероструктурі з тонким магнітним шаром на його спіновий стан. Показано, що залежно від геометрії намагнічення так само, як і у разі поперечної передачі спинового моменту в спін-вентильних структурах, тут можлива реалізація режимів спинового перемикавання в магнітному шарі гетероструктури з легкоплоскостним магнітним шаром. Побудовано приклади діаграм спинових станів на площині струм–поле, які показують задовільну згоду з результатами експериментального виміру критичних полів та струмів перемикавання спінів в магнітних шарах асиметричних гетероструктур $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}/\text{Pt}$ та $\text{MgO}/\text{CoFeB}/\text{Ta}$ з компенсацією поля розмагнічування в перпендикулярному напрямі, які досліджено в роботах I.M. Miron та L. Liu з співробітниками.

PACS: **75.76.+j** Спин-транспортные эффекты;
75.70.Tj Спин-орбитальные эффекты;
75.75.-c Магнитные свойства наноструктур.

Ключевые слова: спиновые волны, несоизмеримые структуры, мультиферроики, магнитные кристаллы.

1. Введение

В настоящее время токовая передача спинового момента в магнитных гетероструктурах является одним из перспективных эффектов для продвижения технологии энергонезависимых элементов высокоплотной памяти в область технологических размеров 45 нм и менее [1,2]. Имеющиеся проблемы использования туннельных структур для энергонезависимой высокоплотной памяти связаны с достаточно большой плотностью критических токов переключения, ограничиваемых минимально достижимыми значениями энергии анизотропии и обменного смещения при температуре записи. Плотность токов переключения, в свою очередь, ограничена сверху напряжением пробоя туннельной структуры. Последнее ограничение снимается, когда переключение спинов осуществляется за счет спин-орбитальной передачи вращательного момента при продольном протекании тока. Поэтому спин-орбитальный механизм возникновения вращательного момента в гетероструктуре с нарушением пространственной инверсной симметрии рассматривается перспективной альтернативой механизму передачи спинового момента поперечным током в туннельной спин-вентильной структуре [3], а его исследование представляется сейчас весьма актуальным.

Токовый эффект передачи спинового вращательного момента в спин-вентильных гетероструктурах (спиновых клапанах) связан с наличием спиновой поляризации тока в опорном (закрепленном) магнитном слое, ответственном за образование спинового потока в свободном слое. Туннельная передача вращательного момента определяет разнообразие поведения свободного слоя с незакрепленной намагниченностью в зависимости от величины транспортного тока и прикладываемого магнитного поля [4,5].

В отличие от поперечной передачи вращательного момента в туннельных структурах, спин-орбитальный (СО) эффект продольной передачи вращательного момента обусловлен возникновением неравновесной спиновой плотности с преимущественной ориентацией спинов вдоль эффективного магнитного поля Рашбы, которое пропорционально величинам протекающего тока и градиента электрического потенциала* [6,7]. Здесь возможны два механизма спин-орбитальной передачи вращательного момента — объемного и поверхностного происхождения [9]. Для описания этого

эффекта рассмотрим систему связанных уравнений динамики спиновой аккумуляции \mathbf{m} и намагниченности ферромагнитного слоя \mathbf{M}_0 , представленную, например, в [10], которую можно обобщить с учетом комбинированного действия эффекта Рашбы и обменного поля. Поверхностный эффект спин-орбитального рассеяния при этом может быть учтен введением специальных граничных условий.

На основании полученной редуцированной системы уравнений магнитодинамики для локализованных спинов проведем бифуркационный анализ обобщенной динамической системы для различной геометрии намагничивания структуры при вариации магнитных параметров и величины взаимодействия Рашбы в объемном материале и кратко коснемся эффекта поверхностного рассеяния на интерфейсах гетероструктуры. Из сравнения расчетных данных с экспериментальными результатами исследований спин-орбитального эффекта переключения спиновых состояний, проведенных в [11,12] для геометрии продольного намагничивания ассиметричных магнитных гетероструктур, подберем характерные параметры, определяющие в них спиновый транспорт на основании обсуждаемой модели, а затем построим диаграммы спиновых состояний на плоскости ток–поле для различных направлений магнитного поля, позволяющие предсказать все возможные эффекты индуцированной в них током спиновой динамики.

2. Исходные уравнения

Рассмотрим эффект возникновения неравновесной спиновой аккумуляции и ее воздействие на магнитное состояние сверхтонкой ферромагнитной пленки при протекании тока \mathbf{J} в ее плоскости в гетероструктуре с нарушением инверсной симметрии в поперечном направлении (вдоль оси \mathbf{z}). В такой структуре имеется неоднородное поперечное кристаллическое поле, которое действует на электроны проводимости благодаря взаимодействию Рашбы в соответствии с гамильтонианом [6]

$$\hat{H} = \alpha_R \hat{\sigma} \cdot [\hat{\mathbf{k}} \times \mathbf{z}], \quad (1)$$

где α_R — параметр спин-орбитального взаимодействия Рашбы, $\hat{\sigma}$ — спиновый оператор, $\hat{\mathbf{k}}$ — волновой вектор движущегося электрона, \mathbf{z} — единичный вектор в поперечном к слоям направлении. Это взаимодействие отвечает за эффективное поле (поле Рашбы),

* Имеющиеся теоретические исследования взаимодействия Рашбы в проводящих магнитных гетероструктурах с нарушением инверсной симметрии (см., например, [8]) показывают, что возможное объяснение усиления взаимодействия Рашбы в спиновых подзонах гетероструктуры с немагнитными тяжелыми металлами по сравнению с объемным эффектом в магнитном слое предполагает, что наряду с нарушением инверсионной симметрии существенную роль может играть смешивание орбитальных состояний магнитных и немагнитных атомов на границах раздела гетероструктуры. Однако детально микроскопический механизм возникновения сильного взаимодействия Рашбы в магнитном слое ассиметричной гетероструктуры до конца не совсем ясен.

действующее на неравновесные электроны проводимости, которое в результате усреднения по неравновесному распределению в пространстве волновых векторов можно записать в виде

$$\mathbf{H}_R = c[\mathbf{J} \times \mathbf{z}] = cJ[\mathbf{j} \times \mathbf{z}],$$

где $c = \alpha_R \frac{m}{en\mu_B \hbar}$, $\mathbf{j} = \mathbf{J}/J$, m — масса электрона, e —

заряд электрона, μ_B — магнетон Бора, n — концентрация носителей. Эффективное поле взаимодействия Рашбы отвечает за неравновесное распределение электронов в фазовом пространстве, возникающее при протекании тока. Благодаря парамагнетизму Паули для системы носителей это поле ответственно за возникновение неравновесной спиновой аккумуляции $\mathbf{m}_R = p\mathbf{H}_R$. Квазиравновесная спиновая аккумуляция $\mathbf{m}_0(H_{\text{eff}}^0)$, связанная с подмагничиванием спинов коллективизированных электронов в эффективном поле $\mathbf{H}_{\text{eff}}^0 = \mathbf{H} + \lambda\mathbf{M}_0$, где λ — параметр обменного взаимодействия, не подвержена в динамике влиянию поля Рашбы \mathbf{H}_R и не оказывает влияния на индуцированную током динамику намагниченности $\mathbf{M}_0(t)$ магнитных ионов. Поэтому ее можно не рассматривать в уравнениях спиновой динамики, полагая, что ее влияние уже учтено в эффективных параметрах релаксации локализованных спинов и спиновой аккумуляции. В нестационарном случае неравновесный макроспин коллективизированных электронов $\mathbf{m}(t)$ релаксирует к индуцированному полем Рашбы стационарному значению неравновесной спиновой аккумуляции $\mathbf{m}_R = p\mathbf{H}_R$, прецессируя при этом в эффективном поле $\mathbf{H}_{\text{eff}}^R = \mathbf{H} + \lambda\mathbf{M}_0 + \mathbf{H}_R$, включающем обменное поле, которое действует со стороны локализованных электронов $\lambda\mathbf{M}_0$, и поле Рашбы \mathbf{H}_R . Этот эффект можно учесть в динамике неравновесной спиновой аккумуляции $\mathbf{m}_R(t)$, добавив в кинетическое уравнение, записанное в диффузионном приближении аналогично работе [13], два дополнительных члена. Один, отвечающий за блоховскую релаксацию неравновесных спинов коллективизированных носителей, к вектору неравновесной спиновой аккумуляции \mathbf{m}_R , и второй, отвечающий за вращение спиновой аккумуляции в эффективном поле $\mathbf{H}_R + \lambda\mathbf{M}_0$, предполагая при этом, что обычно $\mathbf{H} \ll \lambda\mathbf{M}_0$. Тогда обобщенная система уравнений динамики для спиновой аккумуляции \mathbf{m} и локализованной намагниченности \mathbf{M}_0 может быть записана в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} - D_0 \Delta \mathbf{m} + \frac{\mathbf{m} - p\mathbf{H}_R}{\tau} + \gamma \mathbf{m} \times (\mathbf{H}_R + \lambda\mathbf{M}_0) = \\ = - \sum_q \frac{\partial}{\partial q} \left(\frac{\beta \mu_B}{Me} j_q \mathbf{M}_0 \right), \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{M}_0}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M}_0 \times \left(\mathbf{H}_{\text{eff}} + \lambda \mathbf{m} - \frac{\alpha}{\gamma M} \frac{\partial \mathbf{M}_0}{\partial t} \right),$$

где $p = \chi_P = \mu_B^2 g_F$ — парамагнитная восприимчивость Паули, γ — гиромагнитное отношение, D_0 — коэффициент спиновой диффузии, τ — время спиновой релаксации, λ — параметр обменного взаимодействия коллективизированных и локализованных спинов, $q = x, y, z$, g_F — энергетическая плотность состояний на уровне Ферми, α — параметр магнитной релаксации Гильберта, β — безразмерный параметр неадиабатичности переноса спинов. Правая часть уравнения (2) отвечает за процессы неадиабатического движения спинов при пространственной неоднородности тока и распределения локализованных спинов. Для макроспиновой геометрии однородного протекания тока получаем следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} + \frac{\mathbf{m} - pcj\mathbf{s}_R}{\tau} + \gamma \lambda \mathbf{m} \times \mathbf{M}_0 + \gamma c j \mathbf{m} \times \mathbf{s}_R = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{M}_0}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M}_0 \times \left(\mathbf{H}_{\text{eff}} + \lambda \mathbf{m} - \frac{\alpha}{\gamma M} \frac{\partial \mathbf{M}_0}{\partial t} \right), \quad (4)$$

где $\mathbf{s}_R = \mathbf{H}_R/H_R$. Полученная динамическая система уравнений описывает макроспиновые состояния тонкого проводящего магнитного слоя при протекании по нему тока и при наличии в нем объемного СО эффекта Рашбы. В проводящей гетероструктуре с магнитными и немагнитными слоями существенный вклад в эффекты спиновой динамики будут давать механизмы поверхностного СО рассеяния электронов проводимости, которые отвечают, в частности, за возникновение спинового эффекта Холла [11,12,14]. Квантово-механический анализ эффектов СО рассеяния с учетом эффекта Рашбы на интерфейсе магнитной гетероструктуры в рамках упрощенной модели (см. Приложение) показывает, что эти эффекты приводят к возникновению спиновых потоков, создающих дополнительный вращательный момент для локализованных спинов, аналогичный действию поля Рашбы, который перенормировывает вращательные моменты динамической системы (4) объемного происхождения. В этом смысле динамическую систему (4) следует рассматривать как феноменологическую модель, в которой характерные параметры такие, как, например, восприимчивость Паули и постоянная Рашбы, являются подгоночными. Ниже на примерах спиновой динамики для случаев, близких к экспериментам, мы обсудим эту проблему более детально.

3. Редуцированная макроспиновая модель

Рассмотрим возможные индуцированные током моменты вращения локализованной намагниченности, передаваемые спиновой аккумуляцией. Для этого сделаем упрощающее предположение, что спиновая аккумуля-

муляция перестраивается во времени значительно быстрее локальной намагниченности, так что можно считать $\partial \mathbf{m} / \partial t = 0$. Основанием этого может служить большая разница времен релаксации для двух рассматриваемых подсистем $\tau \ll 1/\alpha\gamma M_0$. В этом приближении динамическая система преобразуется к виду

$$\mathbf{m} - pcjs_R + \gamma\lambda\mathbf{tm} \times \mathbf{M}_0 + \gamma c j \mathbf{tm} \times \mathbf{s}_R = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \mathbf{M}_0}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M}_0 \times \left(\mathbf{H}_{\text{eff}} + \lambda \mathbf{m} - \frac{\alpha}{\gamma M} \frac{\partial \mathbf{M}_0}{\partial t} \right). \quad (6)$$

После несложных преобразований система (5), (6) сводится к модифицированному уравнению магнитодинамики Ландау–Лифшица–Гильберта следующего вида:

$$\frac{\partial \mathbf{M}_0}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M}_0 \times \left(\mathbf{H}_{\text{eff}} + A_R js_R + B_R j \mathbf{M}_0 \times \mathbf{s}_R - \frac{\alpha}{\gamma M} \frac{\partial \mathbf{M}_0}{\partial t} \right), \quad (7)$$

где коэффициенты спиновой эффективности A_R и B_R для соответствующих компонент передаваемого вращательного момента имеют вид

$$A_R = \lambda pc \times$$

$$\times (1 + (\tilde{j}\tilde{\tau})^2 + \tilde{j}\lambda\tilde{\tau}^2 \mathbf{s}_R \mathbf{e}_M) / \{1 + (\lambda\tilde{\tau})^2 + (\tilde{j}\tilde{\tau})^2 + 2\tilde{j}\lambda\tilde{\tau}^2 \mathbf{e}_M \mathbf{s}_R\},$$

$$B_R = \gamma p \lambda^2 c \tau / \{1 + (\lambda\tilde{\tau})^2 + (\tilde{j}\tilde{\tau})^2 + 2\tilde{j}\lambda\tilde{\tau} \mathbf{e}_M \mathbf{s}_R\},$$

$$\mathbf{e}_M = \mathbf{M}_0 / M_0.$$

$$\text{где } \tilde{j} = jc/M, \quad \tilde{\tau} = \tau\gamma M, \quad c = \alpha_R \frac{m}{e\mu_B \hbar}.$$

Полученное уравнение магнитодинамики по своей форме аналогично обобщенному уравнению магнитодинамики Ландау–Лифшица для локализованных спинов свободного слоя спин-вентильной гетероструктуры в модели передачи спинового момента Слончевского и Берже [15]. Оно содержит два вращательных момента, обусловленных эффектом Рашбы, которые действуют аналогично продольной и поперечной компонентам передаваемого вращательного момента в туннельной спин-вентильной структуре. Отличие при этом состоит в том, что токовая зависимость коэффициентов спиновой эффективности сохраняет симметрию при смене знака тока, в противоположность случаю туннельной гетероструктуры, где имеется асимметрия величины передаваемого вращательного момента относительно смены направления тока. Кроме того, как показывает сравнительный анализ исходной и редуцированной систем, в области образования циклов возможно возникновение нутаций в исходной динамической системе, т.е. переход к тору в расширенном фазовом пространстве исходной динамической системы. Это обстоятельство, однако, не меняет принципиально сценарии смены ста-

ционарных состояний динамической системы в рассмотренных ниже случаях.

4. Стационарные состояния равновесия и бифуркации в динамической системе при вариации магнитного поля и тока

Поведение динамической системы, описываемой обобщенным уравнением магнитодинамики Ландау–Лифшица (7), существенно зависит от эффективных параметров, определяющих геометрию намагничивания и величину вращательных моментов (см., например, [10,16]). Мы проделаем детальный анализ этого уравнения для гетероструктур, исследованных экспериментально в работах [11,12], в которых наведенная анизотропия практически компенсирует энергию намагничивания пленки, связанную с выходом намагниченности в перпендикулярном направлении. Затем кратко коснемся случая некомпенсированного легкоплоскостного ферромагнетика.

Стационарные точки \mathbf{M}_0 динамической системы (7) определяются из условия ее разрешимости при $\partial \mathbf{M}_0 / \partial t = 0$. Тип стационарных точек исследуется методом решения линеаризованных исходных динамических уравнений (7) по малому отклонению намагниченности от особой точки $\delta M / M_0 \sim \exp(\lambda t) \ll 1$ и последующего анализа корней характеристического уравнения λ_i , которые определяют характер приближения намагниченности к стационарному состоянию вдоль траектории движения намагниченности на фазовой сфере $|\mathbf{M}_0| = \text{const}$. Бифуркационное изменение типа особой точки с устойчивого на неустойчивый происходит при критическом значении тока $j_c(H)$, которое зависит от приложенного магнитного поля.

4.1. Эффекты спин-орбитального переключения спинов в магнитной гетероструктуре с перпендикулярной анизотропией

Рассмотрим влияние тока спин-поляризованных электронов на магнитные состояния тонкой ферромагнитной пленки для эффективных параметров, соответствующих геометрии наблюдения эффекта переключения спинов в магнитной гетероструктуре с нарушенной инверсной симметрией, исследованной в работе [12]. В этой работе описаны результаты экспериментального наблюдения импульсных эффектов токового переключения спинов, обусловленного спин-орбитальным переносом вращательного момента из-за наличия эффекта Рашбы, в геометрии продольного намагничивания в магнитной пленке CoFeB с перпендикулярной анизотропией в магнитной гетероструктуре подложка–Ta(4)/Co40Fe40B20(1)/MgO(1,6)/Ta(1). На рис. 1 схематически показаны геометрия магнитной гетероструктуры, ориентация магнитного поля и направление протекания тока. В отсутствие тока электро-

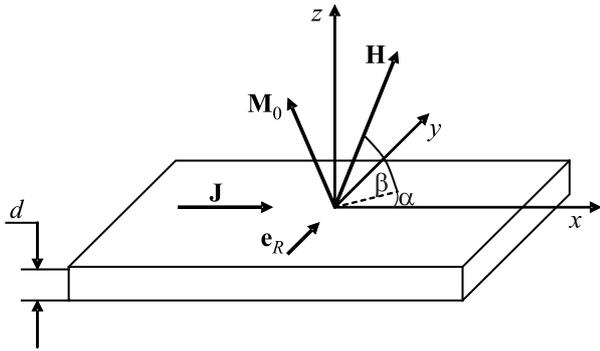


Рис. 1. Рассматриваемая модельная геометрия динамики намагниченности в гетероструктуре с эффектом взаимодействия Рашбы.

нов, когда $\mathbf{J} = 0$, а магнитное поле \mathbf{H} перпендикулярно плоскости пленки, т.е. $\beta = \pi/2$, $\alpha = 0$, в исследованной проводящей структуре наблюдалась прямоугольная петля гистерезиса спинового эффекта Холла с полем коэрцитивности $H_c = 70$ Э. Учитывая, что намагниченность пленки составляет $M = 1100$ Гс, легко определить величину энергии перпендикулярной одноосной анизотропии для пленки CoFeB $K_U = 6,32 \cdot 10^6$ эрг/см. Ток переключения в горизонтальном поле $H = 100$ Э, $\beta = 0$ составлял $J = 1$ мкА. Для поперечного размера исследованной гетероструктуры $\mathbf{S} = 1 \text{ нм} \times 2,5 \text{ мкм}$ этот ток соответствует плотности тока $j = 4 \cdot 10^7$ А/см². С целью последующей подгонки наблюдаемой в эксперименте [2] токовой петли гистерезиса измеряемого сопротивления спинового эффекта Холла в горизонтальном поле на основе интегрирования, полученного нами модифицированного уравнения Ландау–Лифшица (7), необходимо было предположить наличие базисной анизотропии $K_x = -2,25 \cdot 10^5$ эрг/см³ в плоскости пленки. Таким образом, для рассматриваемого случая необходимо положить

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \left(\frac{2K_x}{M^2} M_x + H \right) \mathbf{e}_x + \left(\frac{2K_z}{M^2} - 4\pi \right) M_z \mathbf{e}_z, \quad (8)$$

где \mathbf{e}_z , \mathbf{e}_x — единичные векторы, определяющие поле двухосной анизотропии, а также принять следующие значения входящих в уравнение магнитодинамики физических параметров: $\tau = \tilde{\tau}/\gamma M = 2 \cdot 10^{-13}$ с, $p = 10^{-5}$, $\lambda = 10^4$, $\alpha_R = 1,8 \cdot 10^{-10}$ эВ·м, $K_z = 0,035M^2 + 2\pi M^2$, $K_x = -0,225M^2$. Выбранное нами значение параметра Рашбы α_R оказалось близким к оценочным величинам $\alpha_R = (1-2) \cdot 10^{-10}$ эВ·м, полученным в работах [11,17] при использовании микроскопического подхода к моделированию эффекта взаимодействия Рашбы в подобной гетероструктуре.

Приведем теперь для указанных параметров результаты численного анализа динамической системы, опи-

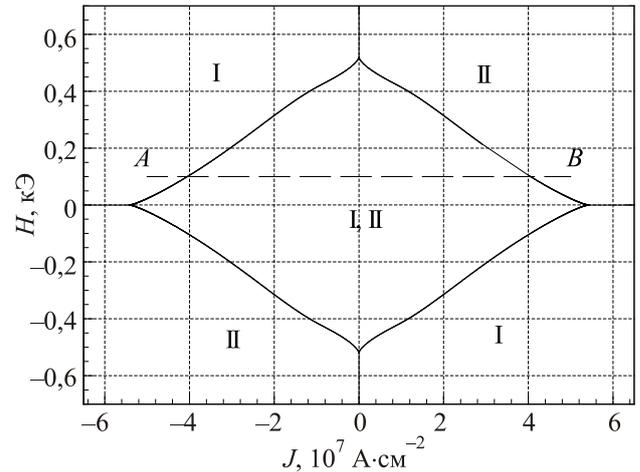


Рис. 2. Диаграмма состояний равновесия для геометрии с перпендикулярной анизотропией в плоскостном поле намагничивания $\beta = 0$, $\alpha = 0$, когда ток протекания совпадает с направлением магнитного поля. Параметры расчета: $\tau = \tilde{\tau}/\gamma M = 2 \cdot 10^{-13}$ с, $c = 10^{-3}$ Гс·см²/А, $p = 10^{-5}$, $\lambda = 10^4$, $\alpha_R = 1,8 \cdot 10^{-10}$ эВ·м, $K_z = 0,035M^2 + 2\pi M^2$, $K_x = -0,225M^2$, $M = 1000$ Гс.

сываемой уравнением магнитодинамики (7). На рис. 2 приведена диаграмма равновесных состояний намагничивания $\mathbf{M}_0(\mathbf{H}, \mathbf{J})$, построенная для случая $\beta = 0$, $\alpha = 0$, когда магнитное поле перпендикулярно оси легкой намагничивания, а направление тока совпадает с направлением магнитного поля в плоскости пленки. В рассматриваемой области значений токов и полей, показанных на рисунке, имеются два типа устойчивых стационарных состояний, различающихся проекцией M_z на направление легкой оси (ось OZ), а именно, фаза I с $M_z < 0$ и фаза II с $M_z > 0$, которые разделены граничными линиями. На этих линиях происходит смена равновесных точек и соответствующая бифуркация в фазовом пространстве динамической системы (7). На рис. 3 показана гистерезисная зависимость проекции M_z от тока при заданном магнитном поле $H_x = 100$ Э для случая изменения тока вдоль линии A–B, показанной на диаграмме рис. 2. Аналогичный гистерезис наблюдается при постоянном токе, когда меняется магнитное поле. Поле коэрцитивности при этом меняется с током в соответствии с бифуркационными линиями, указанными на диаграмме.

При повороте магнитного поля до оси, перпендикулярной анизотропии, т.е. когда $\beta = 90^\circ$, $\alpha = 0$, численный анализ уравнений динамики (7) показывает, что бифуркационная диаграмма также будет иметь вид ромба, демонстрирующего уменьшение поля коэрцитивности полевого перемангничивания с ростом тока на петле магнитного гистерезиса. Однако при фиксированном магнитном поле предпочтительным будет состояние с проекцией намагниченности вдоль магнит-

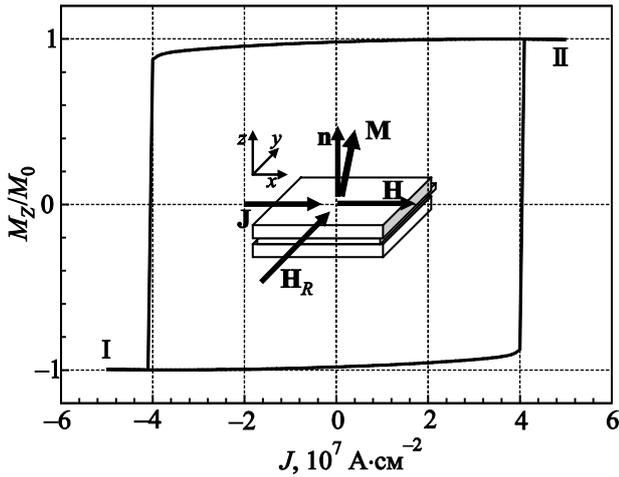


Рис. 3. Гистерезисная зависимость нормированной проекции намагниченности M_z на перпендикулярную легкую ось $\mathbf{n} \perp \mathbf{H}_R$, \mathbf{H} от тока протекания J при фиксированном магнитном поле $H = 100$ Э для случая изменения тока вдоль линии AB диаграммы рис. 2. На вставке — рассматриваемая геометрия протекания тока и действия спин-орбитального поля Рашбы.

ного поля и действие тока не может в этом случае изменить устойчивое состояние. При этом токовая неустойчивость может наблюдаться только в спиновом состоянии, когда начальная намагниченность противоположна магнитному полю.

Обсудим теперь результаты численного анализа для рассматриваемой системы, когда поле Рашбы совпадает с направлением магнитного поля в плоскости пленки. А именно, будем полагать $H \parallel OY$ ($\beta = 0$, $\alpha = 90^\circ$), $J \parallel OX$, так что эффективное поле описывается выражением

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \left(-\frac{2K_x}{M^2} M_y + H \right) \mathbf{e}_y + \left(\frac{2K_z}{M^2} - \frac{2K_x}{M^2} - 4\pi \right) M_z \mathbf{e}_z, \quad (9)$$

а поле Рашбы действует вдоль оси OY , т.е. $\mathbf{e}_R = (0, 1, 0)$.

На рис. 4 приведена диаграмма областей устойчивых стационарных состояний на плоскости ток–магнитное поле, которые могут существовать в рассматриваемой динамической системе (7) при выбранных параметрах. В отсутствие магнитного поля и тока намагниченность направлена вдоль легкой оси, перпендикулярной плоскости пленки, так что в системе существуют только два устойчивых состояния с проекциями $M_z = \pm M_0$ (фаза V). Приложение магнитного поля при нулевом токе либо включение тока в отсутствие поля приводит к отклонению намагниченности вдоль оси OY вплоть до полной переориентации в состояния $M_y = \pm M_0$ (фазы I и II) при критическом значении магнитного поля $H_c = 2K_z/M - 4\pi M = \pm 70$ Э либо тока $J_c = \pm 5,43 \cdot 10^7$ А/см². Детальное описание бифур-

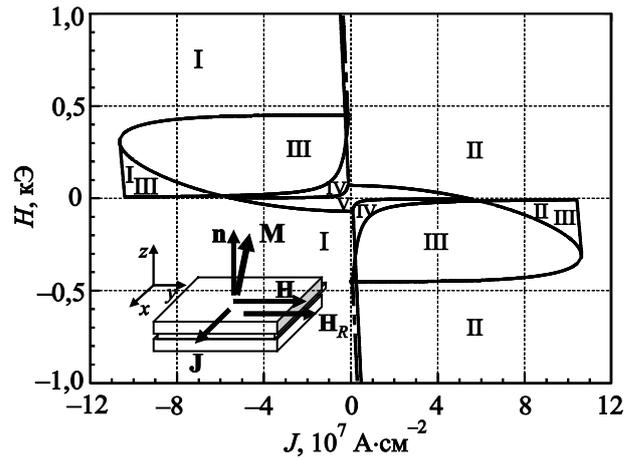


Рис. 4. Диаграмма областей устойчивости стационарных спиновых состояний на плоскости ток–поле. Фазы I, II соответствуют состояниям с проекцией $M_y = \pm M_0$, параллельной либо антипараллельной магнитному полю, III — угловая фаза, порождающая спиновую прецессию вблизи состояния $M_x = M_0$, IV — фаза спиновой прецессии, V — угловая фаза, которая образуется отклонением намагниченности при включении магнитного поля и тока от состояния $M_z = \pm M_0$. Сплошные и пунктирные линии являются бифуркационными линиями, ограничивающими области устойчивости стационарных спиновых состояний. На вставке — геометрия намагничивания и протекания тока. Параметры расчета: $\tau = \tilde{\tau}/\gamma M = 2 \cdot 10^{-13}$ с, $c = 10^{-3}$ Гс·см²/А, $p = 10^{-5}$, $\lambda = 10^4$, $\alpha_R = 1,8 \cdot 10^{-10}$ эВ·м, $K_z = 0,26M^2 + 2\pi M^2$, $K_y = 0,225M^2$, $M = 1000$ Гс.

кационных особенностей системы при варьировании тока и магнитного поля для рассматриваемого случая достаточно сложно, поэтому ограничимся описанием основных стационарных состояний. Симметрия динамической системы такова, что симметричная смена состояний возникает при одновременной смене знака направления магнитного поля и тока. Основными отличительными особенностями рассматриваемой геометрии намагничивания при одновременном включении тока и магнитного поля является наличие областей спиновой прецессии (фаза IV на диаграмме), угловых фаз III и состояний намагничивания параллельно и антипараллельно магнитному полю $M_y = \mp M_0$ (фазы I и II). Состояние спиновой прецессии примыкает к областям двух различающихся угловых состояний намагничивания, которые теряют устойчивость на границе возникновения прецессии. При этом сценарий рождения прецессионного цикла из угловой фазы III, в которой намагниченность на границе перехода к прецессии близка к состоянию $M_x = M_0$, является мягким (бифуркация Андронова–Хопфа), а с противоположной стороны, где угловая фаза образуется переориентацией намагниченности из состояния $M_z = \pm M_0$ — жестким. При включении тока фазы I и II могут существовать как при положительном, так и при отрицательном зна-

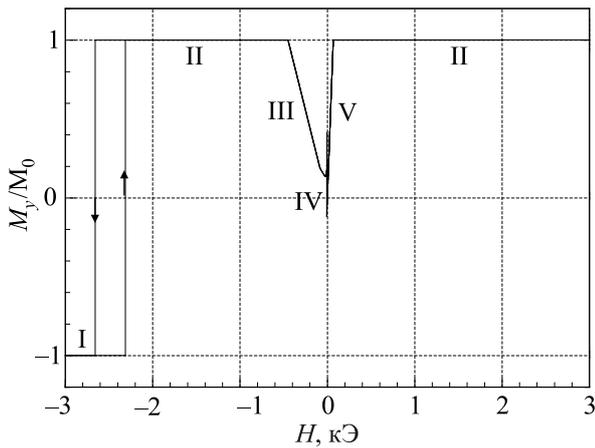


Рис. 5. Изменение проекции намагниченности M_y на магнитное поле $H \parallel OY$ вдоль линии постоянного тока $J = 10^7$ А/см², соответствующее смене фазовых состояний, показанных на диаграмме рис. 4.

чении поля, если магнитное поле не превышает критическую величину, зависящую от тока. Граница перехода между фазами I и II показана двумя близко расположенными пунктирной и сплошной линиями на диаграмме. При этом в области существования намагничивания против магнитного поля при включенном токе «противофаза» является глобально устойчивой. В фазе III намагниченность с ростом величины магнитного поля переориентируется от состояния $M_x = M_0$ в слабом поле к состоянию, близкому к состоянию соседствующей фазы I либо II, в которой $M_y = \mp M_0$. Имеются также значительные области перекрытия этих фаз, как показано на диаграмме.

Переход между описанными состояниями приводит к особенностям магнитного гистерезиса при включенном токе. На рис. 5 приведен пример магнитного гистерезиса, рассчитанного вдоль линии постоянного тока $J = 10^7$ А/см², который показывает последовательную смену стационарных состояний при варьировании магнитного поля вдоль этой линии. В отсутствие тока магнитное состояние меняется плавно от $M_y = -M_0$ до $M_y = +M_0$ при изменении поля от отрицательного к положительному значению в интервале $|H| < 2K_z/M - 4\pi M = 70$ Э (фаза V). При токе $J = 10^7$ А/см² последовательно проходятся все типы стационарных состояний I, II, III, IV, V, II. При этом наличие поля Рашбы стабилизирует состояние намагничивания против внешнего магнитного поля (фаза II в области $H < 0$), что приводит к необычному виду кривой намагничивания.

4.2. Эффекты спин-орбитального переключения спинов в магнитной гетероструктуре с плоскостным намагничиванием

Рассмотрим теперь случай магнитной пленки с неполной компенсацией поля размагничивания для

асимметричной гетероструктуры типа Pt/Co/Al₂O₃, исследованной экспериментально в работе [11]. Будем считать, что легкая ось намагничивания и поле намагничивания направлены вдоль оси OX ($\beta = 0$, $\alpha = 0$), а энергия размагничивания компенсируется наведенной перпендикулярной анизотропией вдоль оси OZ , перпендикулярной плоскости пленки. Ток \mathbf{j} считаем параллельным оси OX (рис. 3). Будем исходить из уравнения (7) с эффективным полем (8).

При расчетах мы используем значения параметров $M \sim 10^3$ Гс, $K_x = 2,2 \cdot 10^6$ эрг/см³, $K_z = 6,98 \cdot 10^6$ эрг/см³, $\gamma \sim 2 \cdot 10^7$ с⁻¹·Э⁻¹, $\alpha \sim 0,01$, $\alpha_R \sim 10^{-9}$ эВ·м, $p = 10^{-6}$, $\lambda \sim 2 \cdot 10^4$, $\tau \sim 5 \cdot 10^{-14}$ с, $c = 10^{-2}$ Гс·см²/А, которые наилучшим образом соответствуют результатам работы [11]. Численный анализ уравнений магнитодинамики (7) при выбранных значениях параметров показал, что при не полностью компенсированной магнитостатической энергии, когда $K_z \leq 2\pi M^2$, в выбранной геометрии имеются три фазы, соответствующие трем типам равновесных точек в системе. Фазы I и II различаются знаком проекции намагниченности M_x на приложенное магнитное поле и наиболее близки по состоянию намагничивания к легкой оси. Фаза III является промежуточной угловой фазой, возникающей из-за действия токовых вращательных моментов. Глобальная смена состояний, соответствующая переключению спинов между фазами I и II $M_x = -M_0 \rightarrow +M_0$, осуществляется продольным магнитным полем по достижении критической величины $H_{c1} = \frac{2K_x}{M} = 3$ кЭ

только при отсутствии тока. Включение тока $j \neq 0$ приводит к снижению критического значения $H_{c1}(j)$, которое теперь описывает линию бифуркационной смены типа точки равновесия с устойчивого фокуса на узел, а затем, практически сразу за этой линией, на близко расположенное угловое состояние намагничивания $M_x = -M_0 \rightarrow M_x = -\kappa M_0$, где $\kappa < 1$ (фаза III). Срыв с этого состояния на глобально устойчивое направление с положительной составляющей намагничивания на легкую ось OX , т.е. $M_x \rightarrow +M_{0x}$, происходит при втором критическом поле $H_{c2}(j)$. Гироскопические особенности действия токовых вращательных моментов, как и в спин-вентильной структуре с поперечным протеканием тока, ответственны здесь за необычные особенности полевого изменения стационарных состояний равновесия намагниченности при изменении магнитного поля.

На рис. 6 приведен пример найденных зависимостей $H_{c1}(j)$ и $H_{c2}(j)$. Там же приведены экспериментальные значения полей переключения (\blacktriangle) из работы [1]. Видно, что выбранная подборка материальных параметров позволила достаточно хорошо подогнать теоретические значения критических полей под экспериментальные значения.

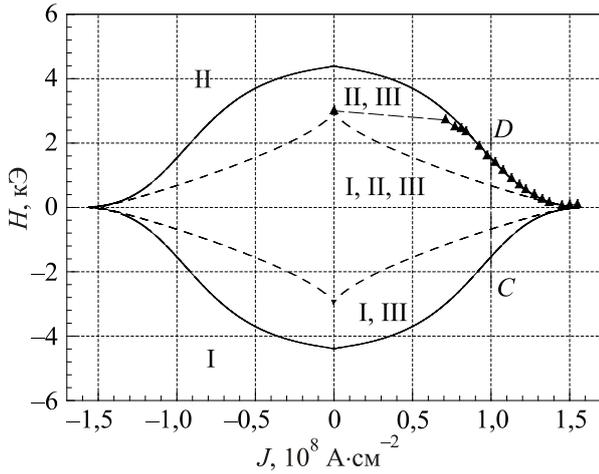


Рис. 6. Критические поля переключения спинов током для геометрии намагничивания, исследованной экспериментально в работе [11] (\blacktriangle). I — фаза, близкая к состоянию $\mathbf{M} \parallel OX$ с $M_x < 0$, II — фаза, близкая к состоянию $\mathbf{M} \parallel OX$ с $M_x > 0$, III — промежуточная угловая фаза. По линии CD рассчитан гистерезис на рис. 8. Подгонка под эксперимент сделана при $M \sim 10^3$ Гс, $K_x = 2,2 \cdot 10^6$ эрг/см³, $K_z = 6,98 \cdot 10^6$ эрг/см³, $\gamma \sim 2 \cdot 10^7$ с⁻¹Г⁻¹, $\alpha \sim 0,01$, $\alpha_R \sim 10^{-9}$ эВ·м, $p = 10^{-6}$, $\lambda \sim 2 \cdot 10^4$, $\tau \sim 5 \cdot 10^{-14}$ с.

Следует заметить, что если значения обменной константы $\lambda \sim 10^4$ и времени спиновой релаксации $\tau \sim 0,5 \cdot 10^{-13}$ с достаточно хорошо соответствуют литературным данным, то параметр Рашбы $\alpha_R \sim 10^{-9}$ эВ·м находится на верхней границе диапазона значений $\alpha_R \sim 10^{-14} - 5 \cdot 10^{-10}$ эВ·м, найденных в работе [8,9,18–20]. Это означает, что данный параметр следует рассматривать как феноменологический параметр рассмотренной модели спин-орбитального механизма передачи спинового момента, который может включать дополнительный вклад интерфейсного происхождения. Одним из дополнительных механизмов спин-орбитальной передачи вращательного момента является возникновение спинового потока при спин-орбитальном рассеянии носителей на интерфейсах структуры и возникновении спинового эффекта Холла [11,12,14]. Этот эффект может изменять соотношение и величину вкладов в спиновую эффективность каждого вращательного момента. Оценки показывают (см. Приложение), что отношение поверхностного к объемному вкладу во вращательный момент поля Рашбы равно $R_R^{\text{surf}}/R_R^{\text{bulk}} \sim a/d\lambda p$, где a — толщина границы между магнитным и немагнитным проводящими слоями, d — толщина магнитного слоя. Отсюда видно, что вклад поверхностного рассеяния в полевой член вращения может быть существенным для магнитных пленок толщиной в несколько атомных слоев.

При использовании параметров этой задачи нами рассмотрены также особенности стационарных состояний спинов и для других геометрий намагничивания. Следует отметить, что когда магнитное поле в плоскости пленки

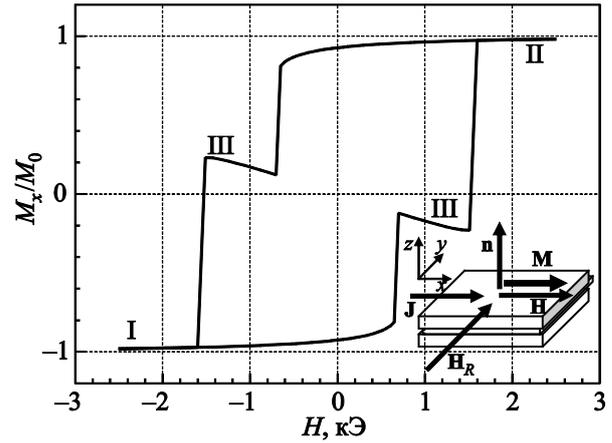


Рис. 7. Гистерезис перемагничивания в магнитном поле для плоскостной геометрии намагничивания, показанной на вставке, при фиксированной величине тока $J = 10^8$ А/см² продольного протекания.

совпадает с направлениями легкой оси и действия поля Рашбы (ток перпендикулярен полю), то существует критическое значение тока J_c , ниже которого может наблюдаться только полевой гистерезис состояний намагничивания вдоль и против магнитного поля. А при токах, превышающих критическую величину, возникает область полей и токов, внутри которой равновесные фиксированные состояния намагничивания отсутствуют и возможно наблюдение только спиновой прецессии, как в туннельных спин-вентильных структурах.

5. Заключение

Показано, что при учете неравновесной спиновой аккумуляции, создаваемой током в тонкой магнитной пленке при наличии эффективного поля Рашбы, обусловленного спин-орбитальным эффектом рассеяния носителей тока на неоднородном электрическом потенциале в асимметричной гетероструктуре, и обменного взаимодействия спиновой аккумуляции с локализованными спинами, ответственными за намагниченность пленки, возникает спин-орбитальный эффект передачи вращательного момента от носителей тока к локализованным спинам. При этом основные закономерности действия спин-орбитального механизма токовой передачи вращательного момента на макроспин магнитного слоя структуры с нарушенной инверсной симметрией близки к закономерностям макроспиновой динамики в условиях поперечной передачи вращательного момента Слончевского в спин-вентильной гетероструктуре туннельного типа от закрепленного опорного к свободному магнитному слою. Здесь в общем случае также возможно наблюдение эффектов переключения спинов и возбуждения микроволновых колебаний при подходящей геометрии намагничивания и при определенном подборе магнитной анизотропии. Предложенная теория

спин-орбитальной передачи вращательного момента в проводящей магнитной структуре с эффектом Рашбы позволяет предсказать изменение пороговых значений токов переключения в зависимости от микроскопических параметров материала и оценить их минимально достижимую величину при вариации этих параметров. При выбранных для рассмотрения случаях продольного намагничивания с компенсацией вертикальной анизотропии в магнитной пленке гетероструктуры, исследованных экспериментально в работах [11,12] проделанный анализ показывает, что наблюдение эффектов спинового переключения возможно в области плотностей токов 10^7 – 10^8 А/см². Эффекты спиновой генерации могут наблюдаться только в геометрии, когда направление поля Рашбы совпадает с направлением магнитного поля. Следует заметить, что рассмотренные в макроспиновом приближении эффекты спинового переключения и генерации не учитывают большой градиент магнитного поля (поля Ампера), возникающего при протекании тока большой плотности. Поэтому при размерах образцов, существенно превышающих обменную длину $l_{ex} = \sqrt{A/M} \sim 5$ нм, необходим учет эффектов неоднородного спинового переключения и многомодового характера колебаний намагниченности. Кроме того, сравнение с экспериментально наблюдаемыми значениями критических значений полей и токов переключения спинов показывает, что для подгонки упрощенной теории под эксперимент требуются повышенные значения постоянной Рашбы и парамагнитной восприимчивости Паули. Это указывает на то, что используемые в обобщенном уравнении динамики параметры стоит рассматривать как феноменологические константы, которые следует связывать не только с рассмотренным объемным эффектом Рашбы, но и с эффектами спин-орбитального рассеяния носителей на интерфейсах структуры, как это сделано, например, в [11,12,14].

Приложение

Рассчитаем коэффициенты отражения и прохождения для шредингеровской амплитуды волны электронной плотности в спиновом представлении $\Psi_{\uparrow,\downarrow}(\mathbf{r})$ с учетом спин-орбитального рассеяния на границе разде-

ла $x=0$. Гамильтониан квантово-механической задачи запишем в виде

$$\hat{H} = \frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m} + \frac{a\alpha_R}{\hbar} \hat{\boldsymbol{\sigma}} \cdot [\hat{\mathbf{p}} \times \mathbf{x}] \delta(x) + U(x),$$

где a — характерная толщина интерфейса, α_R — параметр Рашбы,

$$U(x) = \begin{cases} U_I(x < 0) \\ U_{II}(x > 0) \end{cases},$$

$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$, $\sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$, $\sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$ — матрицы

Паули для волновых функций в бинарном спиновом представлении $\Psi_{\uparrow} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$, $\Psi_{\downarrow} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$.

Будем искать решение уравнения Шредингера $\hat{H}\Psi(\mathbf{r}) = E\Psi(\mathbf{r})$ в виде

$$\Psi_I(\mathbf{r}) = \Psi_{\uparrow} \exp(i\mathbf{k}_I \mathbf{r}) + A\Psi_{\uparrow} \exp(-i\mathbf{k}_I \mathbf{r}) + B\Psi_{\downarrow} \exp(-i\mathbf{k}_I \mathbf{r}), \quad \text{при } x < 0,$$

$$\Psi_{II}(\mathbf{r}) = \begin{pmatrix} \cos(\theta/2) & i \sin(\theta/2) \\ i \sin(\theta/2) & \cos(\theta/2) \end{pmatrix} \times$$

$$\times (C\Psi_{\uparrow} \exp(i\mathbf{k}_{II} \mathbf{r}) + D\Psi_{\downarrow} \exp(i\mathbf{k}_{II} \mathbf{r})), \quad \text{при } x > 0,$$

где θ — угол поворота оси квантования во второй среде вокруг оси x . Поворот оси квантования может быть связан, в частности, с поворотом намагниченности в магнитной среде относительно поля Рашбы.

Решение уравнения Шредингера дается волновыми функциями свободных электронов, для которых

$$k_{I,II} x = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} (E - U_{I,II}) - k_y^2 - k_z^2}.$$

При этом должны выполняться граничные условия в точке $x=0$, которые состоят из условия непрерывности волновой функции и условия скачка производной, получаемого в результате интегрирования уравнения Шредингера вблизи границы раздела слоев. Эти условия можно записать в виде

$$\Psi_{\uparrow} + A\Psi_{\uparrow} + B\Psi_{\downarrow} = \begin{pmatrix} \cos(\theta/2) & i \sin(\theta/2) \\ i \sin(\theta/2) & \cos(\theta/2) \end{pmatrix} (C\Psi_{\uparrow} + D\Psi_{\downarrow}),$$

$$k_{Ix} \Psi_{\uparrow} - k_{Ix} A\Psi_{\uparrow} - k_{Ix} B\Psi_{\downarrow} = \begin{pmatrix} \cos(\theta/2) & i \sin(\theta/2) \\ i \sin(\theta/2) & \cos(\theta/2) \end{pmatrix} (k_{IIx} C\Psi_{\uparrow} + k_{IIx} D\Psi_{\downarrow}) + \\ + \begin{pmatrix} \cos(\theta/2) & i \sin(\theta/2) \\ i \sin(\theta/2) & \cos(\theta/2) \end{pmatrix} \frac{2m\alpha_R}{\hbar^2} (\hat{\sigma}_z \cdot ik_y - \hat{\sigma}_y \cdot ik_z) (C\Psi_{\uparrow} + D\Psi_{\downarrow}).$$

Из решения системы уравнений прохождения и отражения следует, что

$$C = k_{I_x} \times \frac{2 \left[(k_{II_x} + k_{I_x} - i\beta_R k_{II_y}) \cos(\theta/2) - i\beta_R k_{II_z} \sin(\theta/2) \right]}{\det},$$

$$D = -k_{I_x} \times \frac{2i \left[(k_{II_x} + k_{I_x} + i\beta_R k_{II_y}) \sin(\theta/2) - i\beta_R k_{II_z} \cos(\theta/2) \right]}{\det},$$

$$\det = (k_{II_x} + k_I)^2 + (\beta_R)^2 \left[(k_{II_y})^2 + (k_{II_z})^2 \right],$$

где $\beta_R = 2a\alpha_R m/\hbar^2$ — безразмерный параметр СО рассеяния.

Решение задачи позволяет рассчитать ток электронов

$$\mathbf{j}(r) = \frac{i\hbar e}{2m} \sum_i (\Psi_i^* \nabla \Psi_i - \Psi_i \nabla \Psi_i^*) =$$

$$= \text{Im} \sum_{i,\sigma} \Psi_{i,\sigma}^*(r) \frac{\hbar e}{m} \nabla \Psi_{i,\sigma}(r),$$

спиновую аккумуляцию

$$\mathbf{s}(r) = \sum_i \Psi_i^*(r) \hat{\mathbf{S}} \Psi_i(r) = \sum_{i,\sigma,\sigma'} \Psi_{i,\sigma}^*(r) \hat{\mathbf{S}}_{\sigma\sigma'} \Psi_{i,\sigma'}(r)$$

и спиновый поток

$$\mathbf{Q}_S(r) = \text{Im} \sum_{i,\sigma,\sigma'} \Psi_{i,\sigma}^*(r) \hat{\mathbf{S}}_{\sigma\sigma'} \frac{\hbar}{m} \nabla \Psi_{i,\sigma'}(r).$$

Ток электронов в поперечном направлении с одной стороны интерфейса в равновесии компенсируется поперечным током с другой стороны. Спиновые по-

токи в поперечном направлении создают вращательные моменты, которые действуют в разных средах. Термодинамическое усреднение спиновых потоков следует проводить с учетом сдвига поверхности Ферми в пространстве волновых чисел по направлению тока, например, если ток течет вдоль оси OY , то вдоль k_y на $\delta k \sim j$. Следует учитывать при этом, что поверхность Ферми в магнитном металле различна для минорных и мажорных спинов из-за обменного расщепления энергетических уровней свободных электронов. Очевидно, что неравновесные переносимые спиновые моменты будут пропорциональны протекающему току. Тогда возникновение спиновой аккумуляции, различающейся знаком по обе стороны интерфейса, ответственно за спиновый эффект Холла. Переносимый спиновый поток отвечает за возникновение вращательного момента в модифицированном уравнении макроспиновой динамики для локализованных спинов. Так, спиновый поток из первой среды во вторую из-за рассеяния вправо определяется формулой

$$Q_{Sx}^{II} + iQ_{Sy}^{II} = \frac{\hbar}{m} \sum_S \int_{k_x > 0} \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} (\mathbf{k}_{IIx\uparrow} + \mathbf{k}_{IIx\downarrow}) C_S^* D_S f_I(\mathbf{k}_I).$$

Функция распределения имеет вид функции Ферми с добавкой из-за тока протекания $\mathbf{j} = \mathbf{E}/\sigma_I$ вдоль границы в первой среде, а именно:

$$f(\mathbf{k}_I) = f_0(\mathbf{k}_I) + g(\mathbf{k}_I),$$

где

$$g(\mathbf{k}_I) = -\frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{k}_j} \frac{e\mathbf{E}\tau}{m\hbar} = -\frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{k}_j} \frac{e\tau}{m\hbar\sigma_I} \mathbf{j}.$$

Поэтому получаем

$$Q_{Sy}^{II} - iQ_{Sx}^{II} = \frac{2\hbar(k_{I_x})^2}{m} (k_{IIx\uparrow} + k_{IIx\downarrow}) \cdot$$

$$\frac{\left((k_{II_x} + k_{I_x})^2 - (\beta_R k_{II_y})^2 + (\beta_R k_{II_z})^2 + 2i(k_{II_x} + k_{I_x})(\beta_R k_{II_y}) \right) \sin\theta - 2i\beta_R k_{II_z} (k_{II_x} + k_{I_x}) \cos\theta - 2\beta_R k_{II_z} (\beta_R k_{II_y}) \cos\theta}{\left\{ (k_{II_x} + k_I)^2 + (\beta_R)^2 \left[(k_{II_y})^2 + (k_{II_z})^2 \right] \right\}^2}.$$

После усреднения по волновым числам при токе вдоль оси OY нечетные члены по k_z выпадают, и поток в направлении оси OX создает линейный по току вращательный член, так как содержит линейную зависимость от k_y (полевой вращательный момент Рашбы)

$$\langle Q_{Sx}^{II} \rangle = - \left\langle \frac{4\hbar(k_{I_x})^2}{m} (k_{IIx\uparrow} + k_{IIx\downarrow}) \frac{(k_{II_x} + k_{I_x})(\beta_R k_{II_y})}{\left\{ (k_{II_x} + k_I)^2 + (\beta_R)^2 \left[(k_{II_y})^2 + (k_{II_z})^2 \right] \right\}^2} \right\rangle \sin\theta.$$

Видно, что этот поток по порядку величины равен

$$\langle Q_{sx}^{\text{II}} \rangle \sim \beta_R n \frac{\hbar}{m} \delta k_y \sin \theta \sim \frac{\beta_R}{e} j \sin \theta.$$

Вращательный момент в модифицированном уравнении Ландау–Лифшица, связанный с этим вращательным моментом, будет равен

$$\mathbf{R}_R = \frac{\partial \mathbf{M}_0}{\partial t} = \frac{\mu_B}{d} \mathbf{Q}_{sx}^{\text{II}} \sim j [\mathbf{s}_R \times \mathbf{M}_0],$$

где d — толщина магнитного слоя.

Относительный вклад по сравнению с объемным эффектом приближенно составляет

$$R_R^{\text{surf}} / R_R^{\text{bulk}} \sim a/d\lambda\rho.$$

Поток вдоль оси OY в линейном приближении по δk_y содержит только равновесный тепловой спиновый поток слева направо (тепловой спиновый поток), который не зависит в этом приближении от тока.

$$\langle Q_{sy}^{\text{II}} \rangle = \left\langle \frac{2\hbar(k_{Ix})^2}{m} (k_{Ix\uparrow} + k_{Ix\downarrow}) \times \frac{((k_{Ix} + k_{Ix})^2 - (\beta_R k_{Iy})^2 + (\beta_R k_{Iz})^2)}{\{(k_{Ix} + k_{Ix})^2 + (\beta_R)^2 [(k_{Iy})^2 + (k_{Iz})^2]\}} \right\rangle \sin \theta.$$

Неравновесный вращательный момент подобного типа возникнет только при учете обменного взаимодействия спиновой аккумуляции, созданной неравновесным полем Рашбы, с локализованными спинами, как и в случае объемного рассеяния.

Работа поддержана РФФИ № 13-07-12405

1. I.L. Prejbeanu, S. Bandiera, J. Alvarez-Hérault, R.C. Sousa, B. Dieny, and J.-P. Nozières, *J. Phys. D* **46**, 074002 (2013).
2. H. Xi, J. Stricklin, H. Li, Y. Chen, X. Wang, Y. Zheng, Z. Gao, and M.X. Tang, *IEEE Trans. Magn.* **46**, 860 (2010).
3. P. Gambardella and I.M. Miron, *Philos. Trans. R. Soc. A* **369** (2011).
4. А.Ф. Попков, К.А. Звездин, М.Ю. Чиненков, Н.А. Дюжев, А.К. Звездин, *Инженерная физика* **9**, 19 (2012).
5. A. Brataas, G.E.W. Bauer, and P.J. Kelly, *Phys. Rep.* **427**, 157 (2006).
6. Yu.A. Bychkov and E.I. Rashba, *J. Phys. C* **17**, 6039 (1984).
7. G. Dresselhaus, *Phys. Rev.* **100**, 580 (1955)
8. J.-H. Park, C.H. Kim, H.-W. Lee, and J.H. Han, *Phys. Rev. B* **87**, 041301(R) (2013).
9. A. Manchon and S. Zhang, *Phys. Rev. B* **79**, 094422 (2009).
10. В.И. Корнеев, А.Ф. Попков, М.Ю. Чиненков, *ФТТ* **51**, 118 (2009).
11. I.M. Miron, K. Garello, G. Gaudin, P.-J. Zermatten, M.V. Costache, S. Auffret, S. Bandiera, B. Rodmacq, A. Schuhl, and P. Gambardella, *Nature* **476**, 189 (2011).

12. L. Liu, C.-F. Pai, Y. Li, H.W. Tseng, D.C. Ralph, and R.A. Buhrman, *Science* **336**, 555 (2012).
13. A. Shpiro, P.M. Levy, and S. Zhang, *Phys. Rev. B* **67**, 104430 (2003).
14. T. Jungwirth, J. Wunderlich, and K. Olejník, *Nature Mater.* **11**, 382 (2012)
15. D.C. Ralph and M. D. Stiles, *J. Magn. Magn. Mater.* **320**, 1190 (2008).
16. G. Bertotti, C. Serpico, I.D. Mayergoyz, A. Magni, M. d'Aquino, and R. Bonin, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 127206 (2005).
17. J.-H. Park, C.H. Kim, H.-W. Lee, and J.H. Han, *Cond. Mater. arXiv:1207.0089, 1 [cond-mat.mes-hall]* (2012).
18. K. Ishizaka, M.S. Bahrmy, H. Murakawa, M. Sakano, T. Shimojima, T. Sonobe, K. Koizumi, S. Shin, H. Miyahara, A. Kimura, K. Miyamoto, T. Okuda, H. Namatame, M. Taniguchi, R. Arita, N. Nagaosa, K. Kobayashi, Y. Murakami, R. Kumai, Y. Kaneko, Y. Onose, and Y. Tokura, *Nature Mater.* **10**, 521 (2011).
19. Y. Sato, T. Kita, S. Gozu, and S. Yamada, *J. Appl. Phys.* **89**, 8017 (2001).
20. S. Picozzi, *Front. Phys.* **2:10** (2014), *arXiv:1312.0095 [cond-mat.mtrl-sci]*.

Landau–Lifschitz equations and spin dynamics in the heterostructure with broken inversion symmetry under spin-orbit torque transfer of spin moment

V.I. Korneev, N.E. Kulagin, A.F. Popkov,
and K.S. Sukmanova

The Landau–Lifschitz equations are generalized with due account for spin accumulations and localized spin dynamics in a conductive magnet in terms of the Rashba of spin-orbit scattering mechanism. The influence of spin-orbit torque transfer induced by longitudinal current flowing in a conductive heterostructure on its spin state is analyzed in the macrospin approximation on the basis of the modified Landau–Lifshitz equations. It is shown that depending on the geometry of structure magnetization it is possible as in the case of spin transfer torque transverse to the spin-valve structures, to realize switching modes of the spin in the easy-plane magnetic layer of the heterostructure. We construct examples of diagrams of spin states in the current–field plane, showing a satisfactory agreement with the results of experimental measurements of critical fields and switching currents in magnetic layers of asymmetric heterostructures $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Co}/\text{Pt}$ and $\text{MgO}/\text{CoFeB}/\text{Ta}$, studied in M. Miron, L. Liu and co-workers.

PACS: **75.76.+j** Spin transport effects;
75.70.Tj Spin-orbit effects;
75.75.-c Magnetic properties of nanostructures.

Keywords: spin waves, incommensurate structures, multiferroics, magnonic crystals.