

Рис. 4. Зависимость относительного сопротивления $R(j)/R_0$ от плотности тока j для структуры, в которой при антипараллельной исходной ориентации ферромагнитных слоев возможно появление неколлинеарного стационарного состояния. Отношение спиновых сопротивлений $Z_1/Z_3 = 10$, остальные параметры структуры те же, что и на рис. 1 и 3.

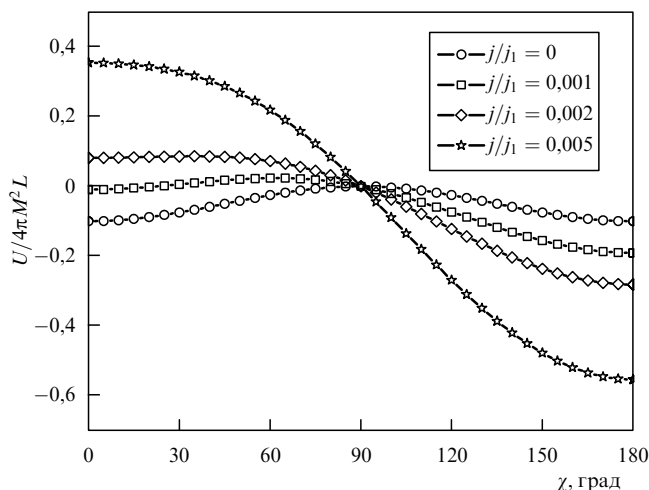


Рис. 5. Зависимость магнитной энергии от относительной ориентации ферромагнитных слоев для обратного тока. Параметры те же, что и на рис. 1.

конфигурация $\chi = 0$ при пороговой плотности тока $j = j_{th}$, той же самой, что и в случае прямого тока, становится неустойчивой и происходит переключение в устойчивую антипараллельную конфигурацию $\chi = \pi$. Последняя устойчива также при прямом токе (см. рис. 1), поэтому переключение является необратимым. Такое поведение может быть использовано для реализации одноразовой (архивной) магнитной записи информации спин-поляризованным током. Поскольку в основе процесса лежит sd-обменное взаимодействие с характерной длиной $\sim 10^{-6}$ см, плотность записи может быть весьма высокой.

Список литературы

1. Katine J A et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 3149 (2000)
2. Chen T Y, Ji Y, Chien C L *Appl. Phys. Lett.* **84** 380 (2004)

3. Slonczewski J C J. *Magn. Magn. Mater.* **159** L1 (1996)
4. Berger L *Phys. Rev. B* **54** 9353 (1996)
5. Heide C, Zilberman P E, Elliott R J *Phys. Rev. B* **63** 064424 (2001)
6. Гуляев Ю В, Зильберман П Е, Эпштейн Э М, Эллиотт Р Дж *Письма в ЖЭТФ* **76** 189 (2002) [Gulyaev Yu V, Zil'berman P E, Épshtein É M, Elliott R J *JETP Lett.* **76** 155 (2002)]
7. Гуляев Ю В, Зильберман П Е, Эпштейн Э М, Эллиотт Р Дж *ЖЭТФ* **127** 1138 (2005) [Gulyaev Yu V, Zil'berman P E, Epshtein E M, Elliott R J *JETP* **100** 1005 (2005)]
8. Elliott R J, Epshtein E M, Gulyaev Yu V, Zilberman P E *J. Magn. Magn. Mater.* **300** 122 (2006)
9. Epshtein E M, Gulyaev Yu V, Zilberman P E, cond-mat/0606102
10. Гуляев Ю В и др. *Письма в ЖЭТФ* **85** 192 (2007) [Gulyaev Yu V et al. *JETP Lett.* **85** 160 (2007)]
11. Гуляев Ю В, Зильберман П Е, Панас А И, Эпштейн Э М *Письма в ЖЭТФ* **86** 381 (2007) [Gulyaev Yu V, Zil'berman P E, Panas A I, Épshtein É M *JETP Lett.* **86** 328 (2007)]
12. Гуляев Ю В, Зильберман П Е, Крикунов А И, Эпштейн Э М *ЖТФ* **77** (9) 67 (2007) [Gulyaev Yu V, Zilberman P E, Krikunov A I, Épshtein É M *Tech. Phys.* **52** 1169 (2007)]
13. Epshtein E M, Gulyaev Yu V, Zilberman P E *J. Magn. Magn. Mater.* **312** 200 (2007)
14. Kadigrobov A K et al. *Europhys. Lett.* **67** 948 (2004)

PACS numbers: 72.25.-b, 75.75.+a, 85.75.-d
DOI: 10.3367/UFNr.0178.200804i.0436

Обобщенное уравнение Ландау – Лифшица и процессы переноса спинового момента в магнитных наноструктурах

А.К. Звездин, К.А. Звездин, А.В. Хвальковский

1. Введение

Недавно был предложен [1, 2] и экспериментально обнаружен [3–5] новый механизм перемещения магнитных тел. Суть его заключается в том, что протекающий через магнитную систему ток переносит не только заряд, но и спин, т.е. является потоком момента импульса. Спиновая поляризация (т.е. отличный от нуля суммарный спиновый момент) тока возникает вследствие обменного взаимодействия при протекании тока через ферромагнетик. Если ток перетекает из ферромагнетика в немагнитный металл, то его поляризация сохраняется на некоторой длине. Однако если поляризованный ток протекает через магнитную систему с неоднородной намагниченностью, то его спиновый момент вынужден адаптироваться к последней. Благодаря локальному сохранению спина изменение момента количества движения тока передается ферромагнетику; таким образом, дивергенция потока спина приводит к возникновению вращающего момента, действующего на намагниченность. Такой процесс получил название переноса спина (spin transfer). При определенных условиях перенос спина может привести к перемещению магнитных структур, генерации спиновых волн или движению доменных стенок. Этот эффект имеет квантовую природу и представляет несомненный фундаментальный интерес.

Интерес к подобному способу возбуждения намагниченности также стимулируется успехами и проблемами в области создания элементов магнитной памяти MRAM

(Magnetoresistive Random Access Memory), микроволновых приборов и магнитных логических элементов [6]. Различные аспекты обсуждаемого эффекта рассмотрены в обзорах [6–8].

Для теоретического описания процесса переноса спина в неоднородных ферромагнитных средах обычно используется так называемая s-d-модель, в которой предполагается, что ток заряда и спина переносится внешними электронами, волновые (блоховские) функции которых формируются главным образом внешними s- и p-орбиталями атомов материала, а намагниченность определяется внутренними, незаполненными d-орбиталями (подробнее см. [9]). В этом представлении sp-d-гибридизация предполагается достаточно малой. Она является ответственной за обменное взаимодействие между sp- и d-электронами, энергия которого составляет порядка нескольких десятых электронвольта. Величина соответствующих обменных полей составляет порядка или более 10^7 Э.

Процесс адаптации спинового момента тока (точнее, его поперечной составляющей [1, 2]) к направлению локальной намагниченности обусловлен упомянутым обменным взаимодействием, и вследствие большой величины обменного поля этот процесс происходит на расстояниях порядка 1 нм. Такое расстояние много меньше характерной длины спин-решеточной релаксации, которая в ферромагнитных металлах составляет несколько десятков нанометров. Благодаря этому спиновый поток на магнитных неоднородностях сохраняется, происходит лишь его перераспределение. Спиновый поток \hat{Q} передается от движущихся электронов к локализованным в виде вращающего момента \mathbf{T} , производящего переориентацию или прецессию их спинов; \hat{Q} и \mathbf{T} определяются как $Q_{ij} = \sum v_j S_i$, $T_i = -\nabla_j Q_{ij}$, где \mathbf{v} , \mathbf{S} — векторы скорости и спина соответственно, суммирование ведется по всем электронам потока, i, j — индексы декартовых координат. Индуцированная спиновым током динамика неоднородно намагниченной s-d-системы приближенно может быть описана обобщенным уравнением Ландау–Лифшица (ОУЛЛ), содержащим дополнительный вращающий момент $\mathbf{T}_{s.t.} \equiv \gamma \mathbf{T}$ (где γ — гиромагнитное отношение):

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \mathbf{T}_{s.t.} + \frac{\alpha}{M_s} \left(\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right), \quad (1)$$

где \mathbf{M} — вектор намагниченности, t — время, α — параметр затухания Гильберта, M_s — намагниченность насыщения, эффективное поле \mathbf{H}_{eff} [10] представляет собой сумму внешнего магнитного поля и полей магнитостатического, обменного взаимодействий и анизотропии.

Процессы переноса спина обычно рассматриваются на планарных структурах в двух конфигурациях. В первой конфигурации — СРР (current perpendicular to the plane) — ток течет перпендикулярно слоям структуры, содержащей слой с отличающимися направлениями намагниченности. Во второй конфигурации — СІР (current in plane) — ток течет вдоль магнитного слоя, содержащего доменную стенку (ДС).

Наиболее часто используемая СРР-система с переносом спина (см. вставку к рис. 1) представляет собой наностолбик (nanopillar), содержащий магнитную многослойную структуру $N_1/F_1/N_2/F_2/N_2$ (F — ферромаг-

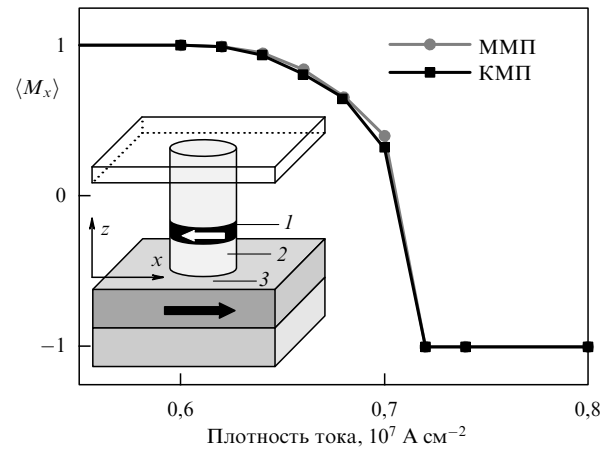


Рис. 1. Зависимости усредненной по слою и времени и нормированной на M_s x -компоненты намагниченности свободного слоя СРР-структуры (изображенной на вставке) как функции от текущего по системе тока, полученные в КМП и ММП. Параметры расчета приведены в тексте. На вставке показана типичная геометрия СРР-системы для изучения индуцированной поляризованным током динамики намагниченности: 1 — свободный слой, 2 — немагнитный промежуточный слой, 3 — слой с фиксированной намагниченностью.

нитные, N — немагнитные слои). Сечение столбика представляет собой овал с типичными размерами порядка 100 нм (поперечные размеры системы определяются стремлением уменьшить паразитное влияние вихревого магнитного поля от текущего по системе тока). В столбике содержится (см. рис. 1) свободный слой (free layer) 1 толщиной 1–2 нм, опорный слой 3 с фиксированным направлением намагниченности \mathbf{m}_{ref} (например, по оси x) и лежащий между ними немагнитный слой 2 толщиной порядка 10 нм (достаточной для того, чтобы уменьшить до приемлемо малой величины межслойное обменное взаимодействие). Магнитная анизотропия в свободном слое, определяемая, как правило, его формой, предполагается достаточно малой, для того чтобы направлением спинов в нем можно было легко управлять внешним полем и/или вращающим моментом.

Перенос спинового момента в данной системе происходит следующим образом. Пусть магнитные моменты в слоях 1 и 3 неколлинеарны и поток электронов выходит из слоя 3. Спиновый поток определяется тогда только одной компонентой $Q_{xz} = -(\hbar/2e)PJ$, где J — плотность электрического тока, P — спиновая поляризация тока (определяемая как отношение разности парциальных токов с проекцией спина $1/2$ на ось квантования к их сумме). На границах раздела слоев происходит частичное отражение поляризованных носителей, что приводит к возникновению компоненты спинового потока перпендикулярной намагниченности как свободного, так и опорного слоев. Спины прошедших в слой 1 электронов поворачиваются под действием обменного поля к направлению локализованных спинов этого слоя [11]. Как уже отмечалось, этот процесс происходит на длине порядка 1 нм от границы слоев 1 и 2, и в данной области $\text{div } \hat{Q}$ и равный ей вектор $-\mathbf{T}$ отличны от нуля. Таким образом, перенос спина фактически является поверхностным эффектом. Однако если свободный слой достаточно тонкий, то благодаря обменной жест-

кости действие вращающего момента распространяется на весь слой.

Динамика намагниченности свободного слоя может быть описана с помощью ОУЛЛ (1). Вращающий момент $\mathbf{T}_{s.t.}$ может быть вычислен квантово-механически [8], но для наших целей достаточно ограничиться феноменологическим подходом, подобным тому, который в 1935 г. при выводе своего уравнения использовали Ландау и Лифшиц [12].

Разложим вектор $\mathbf{T}_{s.t.}$ по трем взаимно перпендикулярным осям, направленным вдоль векторов \mathbf{M} , $[\mathbf{M} \times \mathbf{m}_{ref}]$, $\mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{m}_{ref}]$, где \mathbf{m}_{ref} — единичный вектор вдоль намагниченности опорного слоя. Проекция $\mathbf{T}_{s.t.}$ на \mathbf{M} равна нулю, так как уравнение Ландау–Лифшица предполагает выполнение условия $M = const$. Другие две компоненты $\mathbf{T}_{s.t.}$, параллельная (\mathbf{T}_{\parallel}) и перпендикулярная (\mathbf{T}_{\perp}) плоскости $(\mathbf{M}, \mathbf{m}_{ref})$, обычно записываются как

$$\mathbf{T}_{\parallel} = -\frac{\gamma a_J}{M_s} \mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{m}_{ref}], \quad (2)$$

$$\mathbf{T}_{\perp} = \gamma b_J [\mathbf{M} \times \mathbf{m}_{ref}]. \quad (3)$$

Здесь a_J, b_J — коэффициенты, пропорциональные плотности тока J , которые имеют размерность поля и зависят от параметров материалов и характеристик границ многослойной структуры. В общем случае a_J и b_J зависят также от угла между \mathbf{M} и \mathbf{m}_{ref} , чем, впрочем, в первом приближении можно пренебречь [13, 14]. В большинстве реальных систем $|b_J| \ll |a_J|$. Типичные значения параметров следующие: $a_J = 10-100$ Э при $J = 10^7$ А см⁻²; $|b_J/a_J| \sim 0,1$, при этом a_J и b_J имеют противоположные знаки [15].

Существует два режима возбуждения магнитного слоя такой структуры спин-поляризованным током. Первый режим реализуется, когда импульс текущего через такую структуру тока благодаря эффекту переноса спина перемагничивает свободный магнитный слой в направлении одного из устойчивых магнитных состояний, в зависимости от направления тока [5]. Второй режим, как правило, осуществляется при приложении к системе магнитного поля большой (несколько килоэрстед) величины. В этом случае совместное действие поля и тока приводит к возбуждению осцилляций магнитного момента свободного слоя с большой амплитудой (например, к вращению магнитного момента в плоскости пленки) [16]. Индуцированное поляризованным током возбуждение магнитной структуры происходит при значениях плотности тока порядка 10^7 А см⁻².

Типичным примером СРР-системы с переносом спина является тонкая магнитная пленка или нанопроволока, содержащая ДС. При течениях носителей тока через ДС их спиновый момент в каждой точке линии тока стремится переориентироваться по направлению локальной намагниченности, благодаря чему на намагниченность системы будет действовать вращающий момент $\mathbf{T}_{s.t.}$.

Распишем компоненты $\mathbf{T}_{s.t.}$ по аналогии с компонентами $\mathbf{T}_{s.t.}$ для СРР-систем. Роль вектора \mathbf{m}_{ref} в СРР-системах играет вектор $(\mathbf{j}_e \nabla) \mathbf{M}$ (здесь \mathbf{j}_e — единичный вектор по направлению тока), определяющий, как изменяется намагниченность вдоль линий тока. Ненулевые компоненты $\mathbf{T}_{s.t.}$ в декартовой системе координат с осями, направленными вдоль \mathbf{M} , $[\mathbf{M} \times (\mathbf{j}_e \nabla) \mathbf{M}]$,

$\mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times (\mathbf{j}_e \nabla) \mathbf{M}]$, записываются в виде [17–19]

$$\mathbf{T}_a = -\frac{c_J}{M_s^2} \mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times (\mathbf{j}_e \nabla) \mathbf{M}], \quad (4)$$

$$\mathbf{T}_{na} = -\frac{d_J}{M_s} [\mathbf{M} \times (\mathbf{j}_e \nabla) \mathbf{M}]. \quad (5)$$

Здесь c_J, d_J — пропорциональные току параметры. Компоненты T_a и T_{na} называются соответственно адиабатической и неадиабатической. Как было показано в [17–19], первая описывает действие переноса спина в предположении, что при течении тока спиновая подсистема носителей в каждой точке доменной стенки находится в равновесии с магнитной системой. Вторая учитывает отклонение среднего спинового момента электронов от локального направления намагниченности. Отношение $\xi_{СРР} = d_J/c_J$, определяющее степень неадиабатичности процесса, является параметром материала и обычно лежит в интервале 0,001–0,05 [19]. Эксперименты по индуцированному поляризованным током движению доменных стенок, как правило, проводятся на тонких, толщиной в несколько нанометров пленках с критической плотностью тока отрыва ДС от пиннингующих центров порядка 10^8 А см⁻² [20].

В настоящем сообщении мы обсуждаем несколько важных особенностей решений ОУЛЛ (1) в различных системах.

2. О роли микромагнитного подхода в моделировании индуцированной током динамики намагниченности в СРР-структурах

Ширина доменной стенки ($\sim 30-50$ нм) в наностолбчатых СРР-структурах, описанных во введении, имеет тот же порядок, что и размер свободного слоя. Поэтому часто предполагается, что свободный слой в основном находится в однодоменном состоянии. Как следствие, считается, что макроспиновое приближение, состоящее в том, что намагниченность слоя может быть представлена единичным магнитным моментом, адекватно описывает динамику системы. Действительно, расчеты, проведенные на основе подобного приближения, качественно, а иногда и количественно верно описывают экспериментальные результаты. В то же время недавние эксперименты по непосредственному наблюдению динамики индуцированных поляризованным током переключения [21] или осцилляций показывают [22], что эта динамика включает в себя образование существенно неоднородных распределений намагниченности. Данные экспериментов подтверждаются результатами расчетов, проведенных с помощью полномасштабного микромагнитного моделирования (например, [23, 24]). Таким образом, возникает вопрос о границах применимости макроспинового приближения для описания данных процессов. Кроме того, важно понять, в поведении каких характеристик и каким образом проявляется отличие микромагнитного описания системы (как более приближенного к реальным системам) от макроспинового.

Для исследования этих вопросов мы провели моделирование индуцированной током динамики наностолбчатой СРР-структуры (см. вставку к рис. 1) в микромагнитном приближении (ММП) и квазимакроспиновом приближении (КМП). Квазимакроспиновое приближение состоит в том, что в микромагнитный расчет

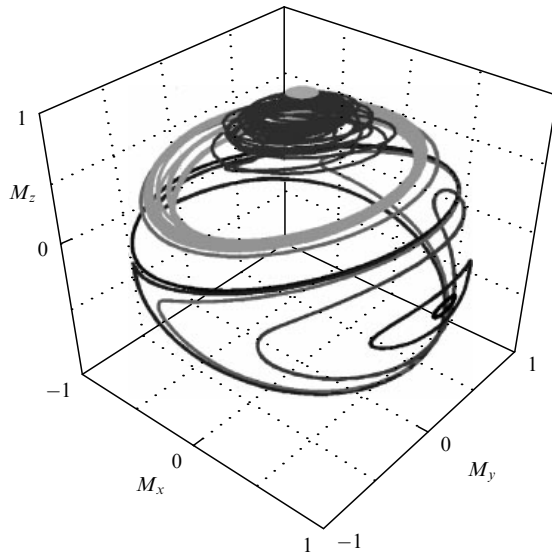


Рис. 2. Траектории движения усредненного по слою и нормированного на M_s вектора намагниченности свободного слоя, полученные в ММП, для различных значений тока (показанных различными оттенками цвета) при величине поля $H = 1000$ Э, приложенного вдоль направления $-x$.

вводится дополнительное условие об однородной намагниченности системы. Предполагается, что свободный слой системы представляет собой эллипс толщиной 3 нм и размерами большой и малой полуосей соответственно 32 и 16 нм. Параметры материала соответствуют пермаллою (намагниченность насыщения $M_s = 800$ Гс, обменная жесткость $A = 1,3 \times 10^{-6}$ эрг см^{-1} , константа анизотропии $K = 0$, параметр затухания Гильберта $\alpha = 0,014$). Для моделирования в КМП мы использовали систему, отличающуюся от описанной выше только значением обменной жесткости, которая была увеличена в 16 раз. Для этой системы модуль усредненной по всем ячейкам намагниченности для всех динамических процессов отличался от M_s не более чем на 0,2%, что свидетельствует о высокой степени пространственной однородности намагниченности. Считалось, что при $J = 10^7$ А см^{-2} $a_j = 100$ Э, $b_j = 0$. Численное интегрирование ОУЛЛ (1) было проведено с помощью нашего пакета программ SpinPM. Согласно существующей практике производился расчет только свободного слоя [23]. Считалось, что вектор \mathbf{m}_{ref} направлен вдоль оси x , вклад вихревого поля тока не учитывался.

Сначала было рассмотрено переключение структуры током при нулевом магнитном поле. Как оказалось, ток переключения структуры, а также зависимость усредненной по слою и времени x -компоненты намагниченности вполне адекватно описываются в КМП (см. рис. 1). В работах других авторов также указывалось на то, что экспериментальные данные по величинам токов переключения согласуются с однодоменным приближением [7]. Однако даже для такой малой структуры рассчитанное в КМП время переключения заметно отличалось (было примерно на 10% больше) от результата ММП, что согласуется с экспериментальными данными [21].

Затем был рассмотрен случай, в котором при приложении внешнего магнитного поля в системе возбуждаются осцилляции намагниченности. На рисунке 2 приведены траектории намагниченности свободного

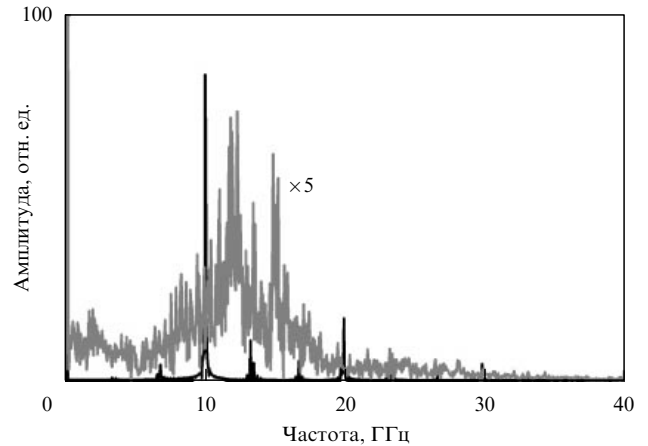


Рис. 3. Спектры Фурье усредненной по слою x -компоненты намагниченности свободного слоя $\langle M_x \rangle(t)$, полученные для квазипериодической ($j = 3 \times 10^7$ А см^{-2} , $H = 10^3$ Э) и непериодической ($j = 1 \times 10^8$ А см^{-2} , $H = 10^3$ Э) траекторий (соответственно темная и светлая кривые).

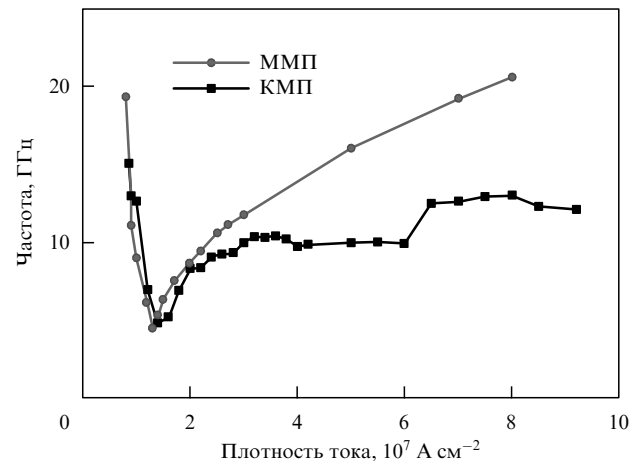


Рис. 4. Зависимости положения основного частотного пика от плотности тока, полученные в ММП и в КМП для поля $H = 1000$ Э.

слоя, полученные в ММП при величине внешнего поля $H = 1000$ Э. При достаточно малых значениях тока эти траектории являются с хорошей точностью периодическими — каждая кривая проходит в малой окрестности точки, из которой она берет начало. Однако при некотором критическом значении плотности тока J_{ch} эта периодичность теряется, и траектории приобретают большую степень хаотичности [24]. При этом в системе начинают образовываться существенно неоднородные (многодоменные) состояния, включающие в себя иногда вихри или четко определяемые доменные стенки. На рисунке 3 изображены спектры Фурье функции $\langle M_x \rangle(t)$ для квазипериодической (темная кривая) и непериодической (светлая кривая) траекторий. Первый представляет собой набор узких пиков, из которых можно выделить главный пик и набор спутников на кратных гармониках. У второго также можно выделить главный пик, однако он является очень широким (ширина более 1 ГГц).

Хаотизация траекторий намагниченности системы представляет собой не единственный эффект, не про-

являющийся при расчетах в КМП. На рисунке 4 изображены зависимости положения главного спектрального пика f от плотности тока J , полученные в ММП и КМП. Эти зависимости до некоторого критического значения J_s ($\approx 2,2 \times 10^7$ А см⁻² на рис. 4) с хорошей точностью совпадают, а при превышении этого критического значения начинают существенно различаться. Важно отметить, что в общем случае $J_s < J_{ch}$ и различие между зависимостями может быть достаточно велико (в несколько раз). На интервале $J_s < J < J_{ch}$ в системе возбуждаются пространственно неоднородные спин-волновые моды [22]. Для каждого значения плотности тока, за исключением небольших интервалов J , в которых происходит переход от одной моды к другой, возбуждается только одна мода; траектории намагниченности при этом являются квазипериодическими и спектр представляет собой узкий пик. При $J > J_{ch}$ в системе возбуждается несколько неоднородных спин-волновых мод со сравнимыми амплитудами, взаимодействующих между собой благодаря нелинейности системы; это и обуславливает хаотизацию траекторий движения и уширение спектрального пика.

Таким образом, даже в случае очень малых размеров свободного слоя при рассмотрении СРР-системы в КМП утрачивается важная информация о ее динамических свойствах: 1) о времени полного переворота намагниченности в режиме переключения; 2) о положении спектрального пика и наступлении режима хаотизации траекторий движения при возбуждении осцилляций намагниченности.

3. Индуцированное током движение доменной стенки в нанопроволоке эллиптического сечения

В этом разделе рассматривается решение ОУЛЛ (1) в одномерной магнитной системе, содержащей ДС. Рассматриваемая система — бесконечно длинная нанопроволока с сечением в виде эллипса. Предполагается, что в системе может присутствовать анизотропия типа "легкая ось" с направлением легкой оси вдоль оси структуры (ось z). Допускается наличие анизотропии типа "легкая ось" при расположении оси в поперечной плоскости (xy); для определенности полагается, что ось направлена вдоль x . Соответствующие константы одноосной анизотропии обозначим как K_u и K_p . Предполагается, что распределение намагниченности изменяется только вдоль оси z и что магнитостатическое взаимодействие включено в коэффициенты K_u и K_p .

Для данной системы решение ОУЛЛ (1) с учетом вращающихся моментов (4), (5) может быть приближенно представлено в виде

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0, \quad (6)$$

$$\theta = 2 \arctan \exp \left[\frac{z - q(t)}{\Delta(\varphi)} \right],$$

где φ , θ — полярные углы, $q(t)$ определяет положение центра ДС, $\Delta(\varphi) = [a/(K_u + K_p \sin^2 \varphi)]^{1/2}$ — ширина ДС. Функции $q(t)$, $\varphi(t)$ удовлетворяют системе уравнений

$$\dot{q} + c_J - \alpha \Delta \dot{\varphi} = \gamma \Delta \frac{K_p}{M_s} \sin 2\varphi, \quad (8)$$

$$\alpha \dot{q} + d_J + \Delta \dot{\varphi} - \gamma \Delta H = 0.$$

При $K_p = 0$, $H = 0$ система уравнений (7) допускает следующее решение [25]:

$$\dot{q} = -\frac{c_J + \alpha d_J}{\alpha^2 + 1}, \quad (8)$$

$$\dot{\varphi} = \frac{1}{\alpha^2 + 1} \left(\frac{\alpha c_J - d_J}{\Delta} \right).$$

Данное решение описывает поступательное (по оси z) движение ДС, при котором плоскость ДС вращается с постоянной угловой скоростью. Отметим, что оба индуцированные током вращающих момента, адиабатический и неадиабатический, вносят вклады в стационарное движение ДС.

Однако в большинстве реальных систем $K_p \neq 0$ (например, вследствие эллиптичности поперечного сечения нанопроволоки). В этом случае при $H = 0$ система уравнений (7) допускает решение $\dot{\varphi} = 0$:

$$\dot{q} = -\frac{d_J}{\alpha}, \quad (9)$$

$$\sin 2\varphi = \frac{M_s}{\alpha \gamma \Delta K_p} (\alpha c_J - d_J),$$

при этом (ср. [26]) второе из соотношений (9) определяет область существования решения. Решение (9) описывает движение ДС при постоянном токе с постоянной скоростью, неизменным во времени углом наклона плоскости стенки φ и параметром ДС Δ . В отличие от предыдущего случая, в этом случае адиабатический вращающий момент T_a не оказывает влияния на установившуюся скорость ДС. Движение ДС определяется лишь неадиабатическим вращающим моментом T_{na} . В предельном случае тонкой магнитной пленки это решение было получено в работах [18, 19].

4. Индуцированное током движение доменной стенки в СРР-спин-вентильной структуре

В этом разделе обсуждается решение ОУЛЛ (1) в многослойной системе, содержащей ДС, в которой ток течет перпендикулярно слоям структуры. Рассматривается изображенная на вставке к рис. 5а спин-вентильная структура, которая состоит из поляризатора — слоя с закрепленной намагниченностью (нижний слой), над которым находятся тонкая немагнитная прослойка, свободный магнитный слой и немагнитный металлический контакт (верхний слой). Предполагается, что в свободном магнитном слое находится одна бесконечно тонкая ДС, а намагниченность закрепленного слоя ориентирована по положительному направлению оси z . В данной системе течет ток и благодаря эффекту переноса спина ДС может прийти в движение. Решение ищется для достаточно малых значений плотности тока, таких, при которых каждый из доменов сам по себе является устойчивым по отношению к индуцированному током возбуждению.

Данная задача решалась с помощью микромагнитного моделирования. Производился расчет только свободного слоя [23]. Для того чтобы уменьшить влияние краевых эффектов, моделировалась длинная полоса (длина 8 мкм) с поперечными размерами 50×3 нм, в центре которой была создана ДС типа

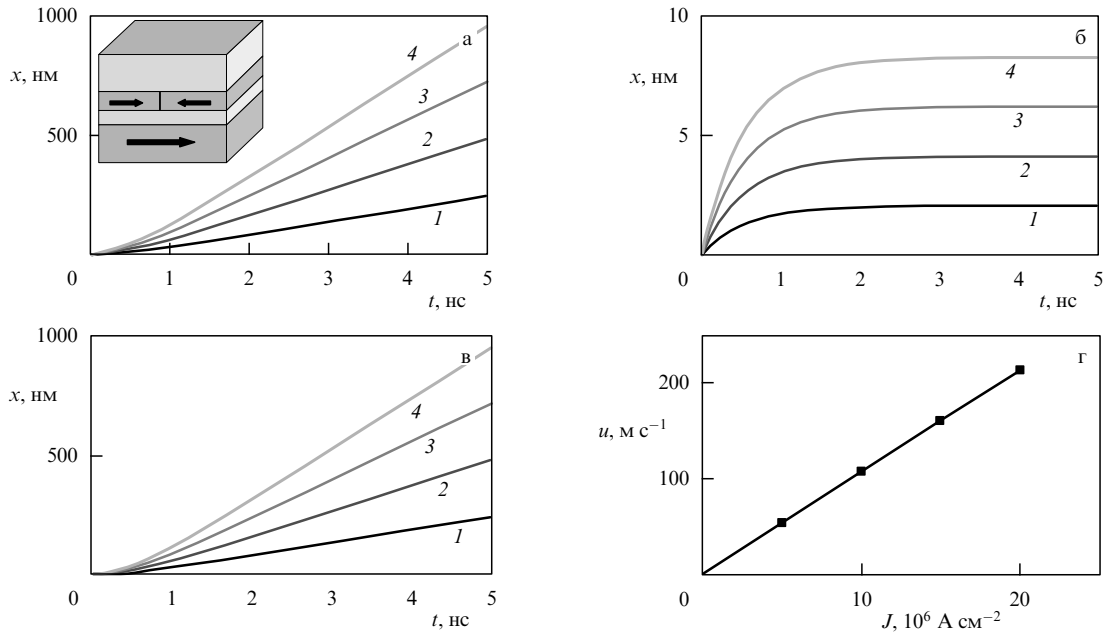


Рис. 5. Графики смещения ДС под действием тока с учетом (а) обоих вращающих моментов T_{\parallel} и T_{\perp} , (б) только вращающего момента T_{\parallel} и (в) только вращающего момента T_{\perp} , рассчитанные для значений плотности тока $J = 5, 10, 15, 20$ [10^6 А см⁻²] (кривые 1–4 соответственно). Этот набор ограничен значением $J = 24 \times 10^6$ А см⁻², при котором происходит индуцированное током перематнивание одного из доменов. На вставке к рис. а изображена геометрия системы. (г) Скорость стационарного движения ДС как функция плотности тока J .

"голова к голове". Магнитные параметры выбирались близкими к параметрам Co: $M_s = 1400$ ед. см⁻³, $A = 2 \times 10^{-6}$ эрг см⁻¹, $\alpha = 0,007$. Объемная анизотропия системы не рассматривалась. Положение ДС в каждый момент времени вычислялось из значения усредненной по системе намагниченности [27]. Предполагалось, что $a_J = 25$ Э и $b_J = -2,5$ Э при плотности тока $J = 10^7$ А см⁻². Кроме того, были проведены расчеты для той же системы при раздельном учете вращающих моментов T_{\parallel} и T_{\perp} с целью прояснить их роль в движении ДС (этому анализу помогает линейность системы: смещение ДС под действием суммы T_{\parallel} и T_{\perp} с ошибкой не более 1% равняется сумме смещений ДС под действием T_{\parallel} и T_{\perp}).

Результаты моделирования приведены на рис. 5. Доменная стенка начинает движение с конечной скоростью (рис. 5а). В течение примерно 1 нс после включения тока скорость ДС увеличивается, и затем она начинает двигаться равномерно. Как видно из графиков, приведенных на рис. 5б,в, начальная скорость ДС обусловлена действием момента T_{\parallel} , а стационарное движение ДС определяется исключительно действием вращающего момента T_{\perp} . Под действием T_{\parallel} (рис. 5б) ДС начинает движение с конечной скоростью, но примерно через 1 нс останавливается. Под действием T_{\perp} (рис. 5в) ДС начинает двигаться с нулевой скоростью, которая затем увеличивается до достижения конечного значения. Скорость стационарного движения ДС линейна по току (рис. 5г).

Необходимо отметить большое сходство этого решения с решением для СР-систем (см. [18, 19], а также результаты, представленные в разделе 3), состоящее, в частности, в том, что больший вращающий момент не приводит к стационарному движению ДС. Это сходство обусловлено тем, что вращающие моменты T_{\parallel} и T_{\perp} , действующие на ДС в СРР- и СР-системах соответственно, хотя и имеют различное происхождение, но

направлены одинаково по отношению к доменной стенке. То же верно и для пары моментов T_{\perp} и $T_{\text{на}}$, каждый из которых приводит к стационарному движению ДС [26].

Аналогично тому, как это сделано в разделе 3, для данной системы может быть построена одномерная аналитическая модель [27]. Согласно этой модели скорость доменной стенки определяется выражением

$$u_{\text{СРР}} = -\frac{\gamma b_J \Delta}{\alpha}. \quad (10)$$

Формула (10) описывает результаты моделирования с точностью около 10%. Интересным является сравнение данного результата с результатом для движения ДС в СР-конфигурации (см. формулу (9)). Беря значение $d_J = 0,007$ м с⁻¹ при плотности тока $J = 10^6$ А см⁻² (верхняя оценка d_J согласно работам [18, 19]), получим для Co $u = 1$ м с⁻¹. При том же значении J для нашей системы ($\Delta = 19$ нм) из (10) имеем $u_{\text{СРР}} = 14$ м с⁻¹. Подобное соотношение между u и $u_{\text{СРР}}$ сохраняется для других 3d-металлов и типичных геометрий структуры. Таким образом, индуцированное током возбуждение ДС в спин-вентильной СРР-структуре может быть на порядок более эффективным, чем в подобной однослойной СР-структуре, если под эффективностью понимать величину скорости ДС при заданной плотности тока. Данный результат, обусловленный тем, что в типичных магнитных наноструктурах вращающий момент T_{\perp} принимает гораздо большие значения, чем $T_{\text{на}}$, может иметь важное практическое значение для создания управляемых магнитных элементов (магнитной памяти и логики) [28].

5. Спиновый ток в молекулярных системах

Еще одним важным классом экспериментальных конфигураций по исследованию индуцированных спиновым

токов эффектов являются системы, основанные на проводящих органических молекулах. Подобные органические молекулы выращиваются методами самосборки (self-assembly) и приводятся в контакт с немагнитным или ферромагнитным металлом (например, Au, Ni). Такой контакт достигается за счет хемосорбции так называемых тиоловых групп, которые формируются на том конце органической молекулы, которая контактирует с металлическим электродом. Примером таких органических молекул с тиоловой конечной группой являются бензол-тиольные молекулы (benzen-thiol molecules). К другому концу органической молекулы химически или за счет ван-дер-ваальсовых сил "прицепляется" магнитный элемент — магнитный нанокластер или ион с анизотропией типа "легкая плоскость". В качестве другого контакта может быть использована магнитная металлическая (например Ni) игла атомного силового микроскопа. Такая конфигурация эксперимента является сегодня типичной для молекулярной спинтроники.

При достаточно низкой температуре и в случае слабого затухания в динамике такой системы возникают квантовые эффекты [29]. Спиновый ток индуцирует возбуждения квазианионного характера, а также когерентные квантовые эффекты: блоховские осцилляции прецессионного движения магнитного момента и туннельные эффекты между различными квантовыми режимами прецессии (так называемое зерновское макроскопическое туннелирование). Эти квантовые эффекты проявляются, в частности, в виде скачков магнитного момента и пиков магнитной восприимчивости рассматриваемой системы.

6. Заключение

Итак, в докладе были рассмотрены различные аспекты применения уравнения Ландау – Лифшица, модифицированного добавлением зависящих от тока дополнительных вращающих моментов. Во-первых, рассмотрение динамики переключения и осцилляций намагниченности в СРР-системах показало исключительную важность использования полномасштабного микромагнитного подхода для анализа систем даже самого малого размера. Анализ систем в СРР- и СРР-конфигурациях, содержащих ДС, показал, что, несмотря на различное происхождение индуцированного током вращающего момента $T_{s,l}$ в СРР- и СРР-конфигурациях, при определенных параметрах систем решения ОУЛЛ оказываются

похожими. Это вызвано тем, что соответствующие компоненты $T_{s,l}$ направлены одинаково по отношению к доменной стенке. С другой стороны, индуцированное током движение ДС в СРР-структурах может быть гораздо более эффективным, чем в СРР-структурах. Наконец, было обращено внимание на квантовые эффекты, которые индуцируются в молекулярных системах спин-поляризованным током. Среди них особо надо отметить блоховские осцилляции прецессии и зерновское макроскопическое туннелирование намагниченности, которые могут наблюдаться при низкой температуре в системах с достаточно слабым затуханием.

Работа была поддержана РФФИ, проект 07-02-91589.

Список литературы

1. Slonczewski J C *J. Magn. Magn. Mater.* **159** L1 (1996)
2. Berger L *Phys. Rev. B* **54** 9353 (1996)
3. Tsoi M et al. *Phys. Rev. Lett.* **80** 4281 (1998)
4. Myers E B et al. *Science* **285** 867 (1999)
5. Katine J A et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 3149 (2000)
6. Chappert C, Fert A, Nguyen Van Dau F *Nature Mat.* **6** 813 (2007)
7. Ralph D C, Buhrman R A, in *Concepts in Spin Electronics* (Ed. S Maekawa) (Oxford: Oxford Univ. Press, 2006) p. 195
8. Stiles M, Miltat J, in *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures III* (Eds B Hillebrands, A Thiaville) (Berlin: Springer, 2006)
9. Вонсовский С В *Магнетизм* (М.: Наука, 1971) [Vonsovskii S V *Magnetism* (New York: J. Wiley, 1974)]
10. Brown W F (Jr.) *Micromagnetics* (New York: Wiley-Intersci., 1963)
11. Stiles M D, Zangwill A *Phys. Rev. B* **66** 014407 (2002)
12. Landau L, Lifshitz E *Phys. Z. Sowjetunion* **8** 153 (1935)
13. Barnás J et al. *Phys. Rev. B* **72** 024426 (2005)
14. Edwards D M et al. *Phys. Rev. B* **71** 054407 (2005)
15. Zimmler M A et al. *Phys. Rev. B* **70** 184438 (2004)
16. Kiselev S I et al. *Nature* **425** 380 (2003)
17. Bazaliy Ya B, Jones B A, Zhang S-C *Phys. Rev. B* **57** R3213 (1998)
18. Li Z, Zhang S *Phys. Rev. B* **70** 024417 (2004)
19. Zhang S, Li Z *Phys. Rev. Lett.* **93** 127204 (2004)
20. Kimura T et al. *J. Appl. Phys.* **94** 7266 (2003)
21. Acremann Y et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 217202 (2006)
22. Krivorotov I N et al. *Phys. Rev. B* **76** 024418 (2007)
23. Miltat J et al. *J. Appl. Phys.* **89** 6982 (2001)
24. Berkov D V, Gorn N L *Phys. Rev. B* **72** 094401 (2005)
25. Хвальковский А В, Дисс. ... канд. физ.-мат. наук (М.: ИОФ РАН им. А.М. Прохорова, 2006)
26. Tatara G, Kohno H *Phys. Rev. Lett.* **92** 086601 (2004)
27. Porter D G, Donahue M J *J. Appl. Phys.* **95** 6729 (2004)
28. Хвальковский А В и др., готовится к публикации
29. Звездин А К, Звездин К А *ЖЭТФ* **122** 879 (2002) [Zvezdin A K, Zvezdin K A *JETP* **95** 762 (2002)]