

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Научная сессия Отделения физических наук
Российской академии наук

(28 ноября 2007 г.)

PACS number: 01.10.Fv

DOI: 10.3367/UFNr.0178.200804g.0433

28 ноября 2007 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева РАН состоялась Научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук. На сессии были заслушаны доклады:

1. Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Эпштейн Э.М. (Институт радиотехники и электроники РАН, Москва – Фрязино). *Наноразмерные структуры с включением ферромагнитных металлических слоев: новые эффекты при прохождении перпендикулярного тока.*

2. Звездин А.К., Звездин К.А., Хвальковский А.В. (Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва). *Обобщенное уравнение Ландау–Лифшица и процессы переноса спинового момента в магнитных наноструктурах.*

Краткое содержание докладов публикуется ниже.

PACS numbers: 72.25.-b, 75.75.+a, 85.75.-d
DOI: 10.3367/UFNr.0178.200804h.0433

**Наноразмерные структуры
с включением ферромагнитных
металлических слоев:
новые эффекты при прохождении
перпендикулярного тока**

Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, Э.М. Эпштейн

В последнее десятилетие активно исследуются эффекты, возникающие при протекании тока через магнитный переход — слоистую наноразмерную структуру, включающую в себя контактирующие ферромагнитные слои. Наибольшее внимание в экспериментах и теории уделяется структурам типа спинового вентиля (spin valve), состоящим из закрепленного (pinned) ферромагнитного слоя с фиксированным направлением намагниченности, свободного (free) ферромагнитного слоя, намагниченность которого может менять направление под действием внешнего магнитного поля и/или протекающего тока, и немагнитного слоя, замыкающего электрическую цепь. Ферромагнитные слои разделены тонким немагнитным спейсером (от англ. spacer — прокладка), препятствующим возникновению прямой обменной связи между слоями; перенос тока через спейсер имеет баллистический, диффузионный или туннельный харак-

тер. Важно, что толщина спейсера мала по сравнению с длиной свободного пробега спина, так что спиновое состояние электронов не изменяется при прохождении тока через спейсер.

В экспериментах (см., например, [1]) наблюдалось скачкообразное изменение ориентации намагниченности свободного ферромагнитного слоя относительно намагниченности закрепленного слоя под влиянием тока, протекающего перпендикулярно слоям. Это происходило, если плотность тока превышала некоторое пороговое значение, которое лежало в пределах $\sim 10^6 - 10^8$ А см⁻² (см., например, [1, 2]). Исходная антипараллельная конфигурация при этом переключалась в параллельную конфигурацию. Параллельная конфигурация сохранялась при уменьшении тока до нуля и изменении направления тока на противоположное. Когда плотность обратного тока достигала указанного порогового значения, происходило обратное переключение с восстановлением антипараллельной конфигурации. Поскольку сопротивление магнитного перехода зависит от относительной ориентации магнитных слоев (с этим связан известный эффект гигантского магнетосопротивления), переключение сопровождалось изменением сопротивления перехода, так что зависимость сопротивления от тока содержала петлю гистерезиса.

Стандартная интерпретация наблюдаемых эффектов, используемая большинством экспериментаторов, основана на теории Слончевского–Берже [3, 4]. Согласно этой теории, при прохождении спин-поляризованного тока через границу двух неколлинеарных ферромагнетиков происходит передача спинового крутильного момента (spin torque) от электронов магнитной решетке, поскольку электроны, переходя в среду с иным направлением оси квантования спина, теряют поперечную, перпендикулярную к новому направлению этой оси компоненту спина, которая и отдается решетке. В действительности даже при коллинеарной исходной ориентации ферромагнитных слоев такая коллинеарность непрерывно нарушается из-за флуктуаций. При достаточно большой плотности тока флуктуации становятся неустойчивыми и их нарастание приводит к перемагничиванию свободного слоя. Релаксация поперечной составляющей намагниченности электронов происходит на расстоянии от границы порядка фермиевской длины волны электрона (~ 1 нм).

В работах [5, 6] предложен альтернативный механизм воздействия спин-поляризованного тока на configura-

цию магнитного перехода. Предложенная модель учитывает то обстоятельство, что протекание тока сопровождается инжекцией неравновесных спинов из закрепленного слоя в свободный слой. Поэтому вблизи границы между этими слоями, а также вблизи границы между свободным и немагнитным слоями возникают области неравновесной спиновой поляризации. Ширина этих областей определяется длиной спиновой диффузии и на порядок превышает длину релаксации поперечной составляющей намагниченности. Вследствие существования sd-обменного взаимодействия между электронами и магнитной решеткой наличие таких областей может как уменьшать, так и увеличивать магнитную энергию перехода в зависимости от ориентации намагниченностей и от параметров магнитных слоев. В результате при достаточно большой плотности тока исходная магнитная конфигурация может оказаться энергетически невыгодной, что приведет к неравновесному фазовому переходу с изменением магнитной конфигурации структуры.

С целью выяснения относительной роли двух указанных механизмов в явлении sd-обменного переключения магнитных переходов спин-поляризованным током была построена теория, учитывающая одновременно оба механизма воздействия тока [7–9]. Оказалось, что в общем случае эти механизмы могут вносить сравнимый вклад. В то же время дальнейшие исследования [10–12] показали, что существует режим высокого уровня инжекции, при котором инжекционный механизм становится доминирующим. В этих условиях появляется возможность новых эффектов — необратимого переключения параллельной конфигурации в антипараллельную, возникновения неколлинеарного стационарного состояния и инверсной заселенности спиновых подзон. Таким образом, стандартная ситуация переключения антипараллельной конфигурации в параллельную при прямом направлении тока (соответствующем потоку спин-поляризованных электронов от закрепленного слоя к свободному) и обратного переключения при противоположном направлении тока оказывается отнюдь не универсальной.

Исследование зависимости уровня инжекции от граничных условий для неравновесной спиновой поляризации электронов [13] показало, что уровень инжекции зависит от так называемого спинового сопротивления слоев Z , определяемого как $Z = \rho l / (1 - Q^2)$, где ρ — удельное сопротивление, l — длина спиновой диффузии, Q — степень спиновой поляризации проводимости. При протекании спин-поляризованного тока через контакт между двумя слоями нарушение спинового равновесия происходит преимущественно в слое с меньшей величиной Z . Поэтому если в качестве свободного ферромагнитного слоя взять материал, у которого спиновое сопротивление мало по сравнению с таковым в соседних слоях (закрепленном и немагнитном), то будет иметь место эффективная инжекция из закрепленного слоя в свободный и подавление ее на выходе из свободного слоя. Это означает существенное повышение величины неравновесной спиновой поляризации в свободном слое и соответствующее снижение пороговой плотности тока. Согласно оценкам понижение порога неустойчивости может достигать 2–4-х порядков. В этих условиях влияние воздействия создаваемого током крутильного момента на магнитный переход [3, 4] становится существенным.

Отсутствие вклада крутильного момента позволяет при определении стационарных состояний, к которым может привести развитие неустойчивости, воспользоваться энергетическим подходом. Этот подход полностью эквивалентен динамическому, основанному на решении уравнения Ландау–Лифшица–Гильберта, но отличается большей наглядностью.

Энергия магнитного перехода U складывается из зеемановской энергии во внешнем магнитном поле H , энергии поля размагничивания, энергии магнитной анизотропии и энергии sd-обменного взаимодействия электронов проводимости с магнитной решеткой. В случае тонкого свободного слоя, толщина которого меньше длины спиновой диффузии и толщины доменной стенки, неравновесная спиновая поляризация и намагниченность решетки постоянны по толщине слоя. Расчет дает для магнитной энергии такого слоя (на единицу его площади) следующее выражение:

$$U = 4\pi M^2 L \left\{ -h\hat{M}_z - \frac{1}{2} h_a \hat{M}_z^2 + \frac{1}{2} \hat{M}_x^2 - \frac{j}{j_1} \frac{(Z_1/Z_2)\hat{M}_z + (b/\lambda)\hat{M}_z^2}{(Z_1/Z_3) + \hat{M}_z^2} \right\}, \quad (1)$$

где M — намагниченность насыщения, $h = H/4\pi M$, $h_a = H_a/4\pi M$, H_a — поле анизотропии, $\mathbf{M} = \mathbf{M}/|\mathbf{M}|$ — единичный вектор в направлении вектора намагниченности, $j_1 = 4\pi e l M / (\mu_B \alpha \tau Q_1)$, l — длина спиновой диффузии, τ — время продольной спиновой релаксации, α — константа sd-обменного взаимодействия (все перечисленные величины относятся к свободному слою), e — заряд электрона, μ_B — магнетон Бора, L — толщина свободного слоя, Q_1 — спиновая поляризация проводимости закрепленного слоя, $\lambda = L/l$, Z_1 , Z_2 , Z_3 — спиновые сопротивления соответственно закрепленного, свободного и немагнитного слоев; параметр b описывает относительный вклад закрепленного слоя в энергию sd-обменного взаимодействия. Внешнее магнитное поле, ось анизотропии и намагниченность закрепленного слоя направлены вдоль оси z , ток течет вдоль оси x перпендикулярно плоскости магнитного перехода. Формула (1) относится к случаю прямого тока, текущего в направлении $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$. Для обратного направления тока в последнем слагаемом в фигурных скобках в правой части (1) следует сделать замену $\hat{M}_z \rightarrow (\hat{M}_z)^{-1}$. Устойчивому стационарному состоянию соответствует минимум магнитной энергии.

На рисунке 1 показана зависимость энергии от угла между векторами намагниченности свободного и закрепленного слоев $\chi = \arccos \hat{M}_z$ при $Z_3 \gg Z_1 \gg Z_2$ и различных значениях плотности тока в прямом направлении. При некоторой плотности тока помимо устойчивых стационарных состояний $\chi = 0$ и $\chi = \pi$ появляется стационарное неколлинеарное состояние в области $0 < \chi < \pi/2$, отделенное потенциальным барьером от состояния $\chi = 0$. При пороговом значении плотности тока $j = j_{th}$ параллельная конфигурация, соответствующая $\chi = 0$, становится неустойчивой (минимум превращается в максимум) и система переходит в неколлинеарное состояние при угле $\chi = \chi_1$ (при заданных значениях параметров $\chi_1 \approx 70^\circ$). При дальнейшем увеличении тока угол χ_1 изменяется слабо. При уменьшении тока неколлинеарное состояние исчезает при плотности тока, существенно (приблизительно в 3 раза) меньшей порого-

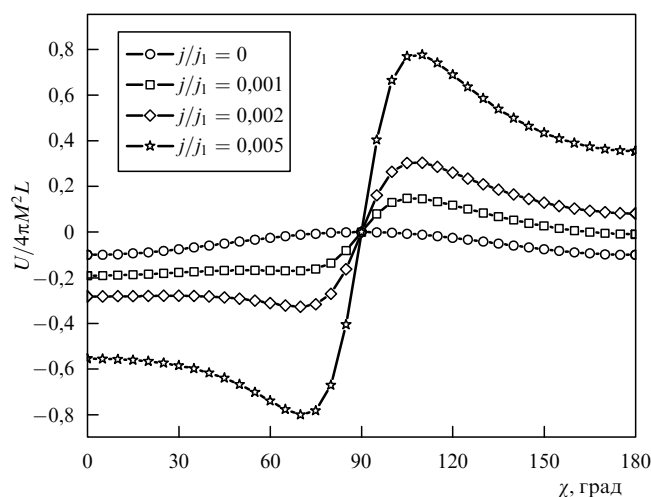


Рис. 1. Зависимость магнитной энергии от относительной ориентации ферромагнитных слоев для прямого тока ($H = 0$, $H_a/4\pi M = 0,2$, $b = 1$, $\lambda = 0,1$, $Z_1/Z_2 = 100$, $Z_1/Z_3 = 0,1$).

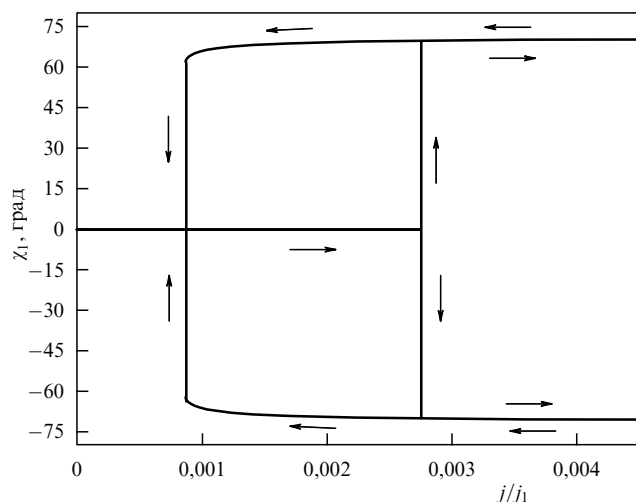


Рис. 2. Зависимость угла ориентации неколлинеарного состояния χ_1 от плотности тока. Параметры структуры такие же, как на рис. 1. Стрелками показано направление изменения тока.

вого значения, и система возвращается к исходной параллельной конфигурации. Далее мы придавали углам χ и χ_1 также и отрицательные значения. Отрицательность χ или χ_1 означает, что проекция $\hat{M}_y$ отрицательна, в то время как при положительных углах χ или χ_1 эта проекция положительна. Зависимость угла χ_1 от плотности тока показана на рис. 2. Видно, что в широкой области значений плотности тока имеется мультистабильность: одному и тому же значению плотности тока соответствует несколько стационарных состояний. В данной области реализация того или иного из этих состояний зависит от истории изменения тока. Подчеркнем, что неколлинеарные состояния являются неравновесными, существующими лишь в присутствии тока, так что переключение в эти состояния является обратимым.

Ранее отмечалось, что сопротивление магнитного перехода зависит от взаимной ориентации ферромагнитных слоев. Поскольку при возникновении в структуре неколлинеарного стационарного состояния ориентация намагниченности существенно меняется, это должно

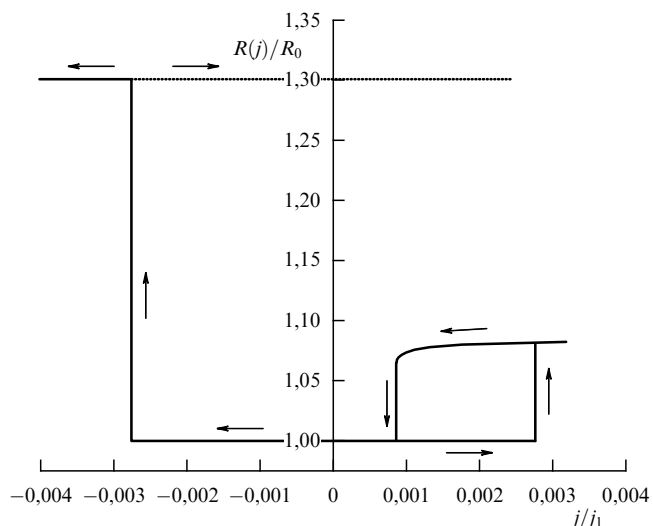


Рис. 3. Зависимость относительного сопротивления $R(j)/R_0$ от плотности тока j для структуры, в которой при параллельной исходной ориентации ферромагнитных слоев возможно появление неколлинеарного стационарного состояния. Параметры структуры такие же, как на рис. 1. Предполагается, что $r \equiv R_\pi/R_0 - 1 = 0,3$, где R_0 и R_π — сопротивления соответственно при параллельной и антипараллельной ориентации.

приводить к изменениям в сопротивлении. Экспериментально именно такие изменения, по-видимому, проще всего обнаружить. На рисунке 3 показана типичная рассчитанная зависимость магнетосопротивления от тока для структуры с $Z_3 \gg Z_1 \gg Z_2$, когда стационарное состояние возникает при параллельной исходной ориентации слоев с возрастанием тока в прямом направлении ($1 \rightarrow 2 \rightarrow 3$). Именно эта ситуация поясняется с помощью рис. 1, из которого видно, что в результате неустойчивости при прямом токе возникает минимум при угле $\chi = \chi_1$.

Неколлинеарное стационарное состояние возникает также и при другой (антипараллельной) взаимной ориентации слоев, при другом соотношении спиновых сопротивлений, а именно при $Z_1 \gg Z_3 \gg Z_2$, с возрастанием тока в обратном направлении ($1 \leftarrow 2 \leftarrow 3$). Последнее стационарное состояние также приводит к зависимости магнетосопротивления от тока. Пример такой зависимости показан на рис. 4.

Исходная антипараллельная конфигурация ($\chi = \pi$) при $Z_3 \gg Z_1 \gg Z_2$ с возрастанием тока остается устойчивой (функция $U(\chi)$ при $\chi = \pi$ имеет минимум (см. рис. 1)). Поскольку в такой конфигурации в свободный слой инжектируются спины, направленные противоположно "собственным" спинам этого слоя, неравновесная спиновая поляризация отрицательна. В условиях высокого уровня инжекции ($Z_1, Z_3 \gg Z_2$) при плотности тока $\sim 10^7 - 10^8$ А см⁻² может быть достигнута отрицательная полная спиновая поляризация, т.е. инверсия заселенности спиновых подзон. Это открывает возможность создания усилителей и генераторов излучения терагерцевого диапазона на основе переходов между спиновыми подзонами — возможность, о которой ранее было заявлено в работе [14].

На рисунке 5 показана зависимость энергии от угла χ при $Z_3 \gg Z_1 \gg Z_2$ и различных значениях плотности тока в обратном направлении. В этом случае параллельная

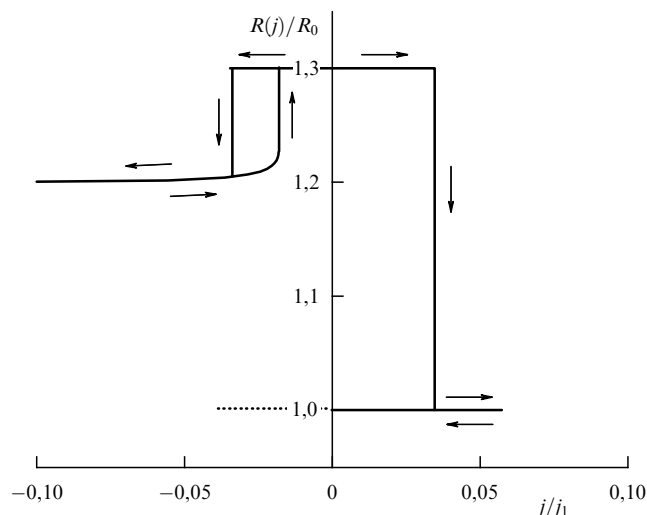


Рис. 4. Зависимость относительного сопротивления $R(j)/R_0$ от плотности тока j для структуры, в которой при антипараллельной исходной ориентации ферромагнитных слоев возможно появление неколлинеарного стационарного состояния. Отношение спиновых сопротивлений $Z_1/Z_3 = 10$, остальные параметры структуры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

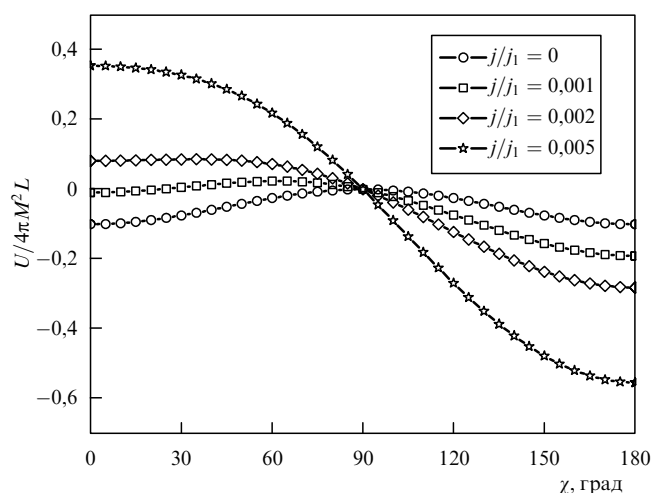


Рис. 5. Зависимость магнитной энергии от относительной ориентации ферромагнитных слоев для обратного тока. Параметры те же, что и на рис. 1.

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, Épshtein É M, Elliott R J *JETP* **100** 1005 (2005)]
8. Elliott R J, Épshtein É M, Gulyaev Yu V, Zilberman P E *J. Magn. Magn. Mater.* **300** 122 (2006)
9. Épshtein É 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. Épshtein É 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 перемагничивания 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 перемагничиванию 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 $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ [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 — CPP (current perpendicular to the plane) — ток течет перпендикулярно слоям структуры, содержащей слои с отличающимися направлениями намагниченности. Во второй конфигурации — CIP (current in plane) — ток течет вдоль магнитного слоя, содержащего доменную стенку (ДС).

Наиболее часто используемая CPP-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-

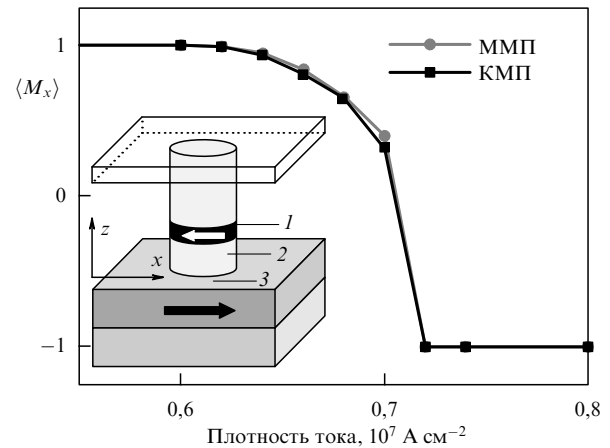


Рис. 1. Зависимости усредненной по слою и времени и нормированной на M_s x-компоненты намагниченности свободного слоя CPP-структуры (изображенной на вставке) как функции от текущего по системе тока, полученные в КМП и ММП. Параметры расчета приведены в тексте. На вставке показана типичная геометрия CPP-системы 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 $\mathbf{m}_{\text{ref}}$ (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 $\mathbf{T}_{\text{s.t.}}$ 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 $\mathbf{T}_{\text{s.t.}}$ по трем взаимно перпендикулярным осям, направленным вдоль векторов $\mathbf{M}$, $[\mathbf{M} \times \mathbf{m}_{\text{ref}}]$, $\mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{m}_{\text{ref}}]$, где $\mathbf{m}_{\text{ref}}$ — единичный вектор вдоль намагниченности опорного слоя. Проекция $\mathbf{T}_{\text{s.t.}}$ на $\mathbf{M}$ равна нулю, так как уравнение Ландау–Лифшица предполагает выполнение условия $M = \text{const.}$ Другие две компоненты $\mathbf{T}_{\text{s.t.}}$, параллельная ($\mathbf{T}_{\parallel}$) и перпендикулярная ($\mathbf{T}_{\perp}$) плоскости $(\mathbf{M}, \mathbf{m}_{\text{ref}})$, обычно записываются как

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

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

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 $\mathbf{m}_{\text{ref}}$, 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 течении 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 $\mathbf{T}_{\text{s.t.}}$.

Распишем компоненты $\mathbf{T}_{\text{s.t.}}$ по аналогии с компонентами $\mathbf{T}_{\text{s.t.}}$ для СРР-систем. Роль вектора $\mathbf{m}_{\text{ref}}$ 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 $\mathbf{T}_{\text{s.t.}}$ 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 $\xi_{\text{CIP}} = d_J/c_J$, 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 пиннирующих 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

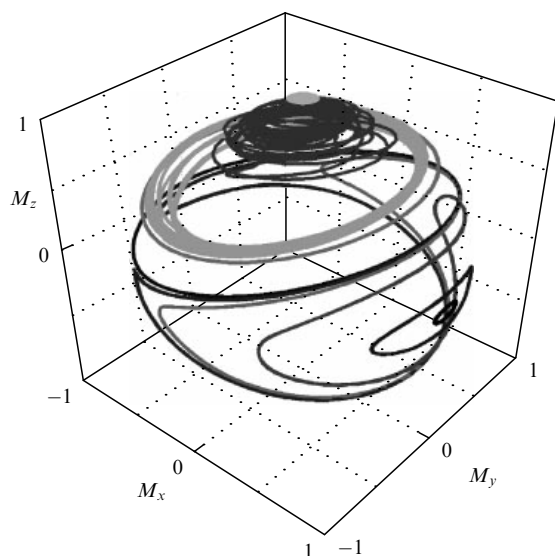


Рис. 2. Траектории движения усредненного по слою и нормированного на M_s вектора намагниченности свободного слоя, полученные в ММП, для различных значений тока (показанных различными оттенками цвета) при величине поля $H = 1000$ Э, приложенного вдоль направления $-x$.

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 пермаллоу (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 $\mathbf{m}_{\text{ref}}$ 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

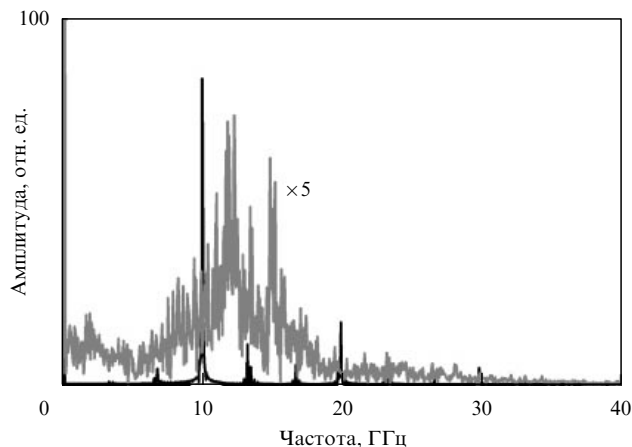


Рис. 3. Спектры Фурье усредненной по слою x -компоненты намагниченности свободного слоя $\langle M_x \rangle(t)$, полученные для квазипериодической ($j = 3 \times 10^7$ А см^{-2} , $H = 10^3$ Э) и непериодической ($j = 1 \times 10^8$ А см^{-2} , $H = 10^3$ Э) траекторий (соответственно темная и светлая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

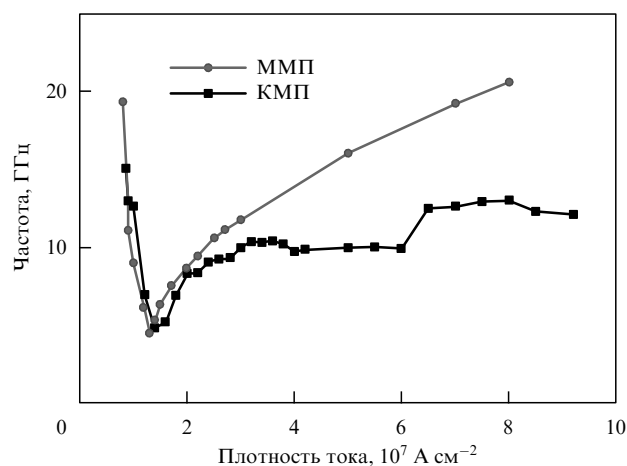


Рис. 4. Зависимости положения основного частотного пика от плотности тока, полученные в ММП и в КМП для поля $H = 1000$ Э.

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 сателлитов 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 вращающих моментов (4), (5) может быть приближенно представлено в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varphi}{\partial z} &= 0, \\ \theta &= 2 \arctan \exp \left[\frac{z - q(t)}{\Delta(\varphi)} \right], \end{aligned} \quad (6)$$

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

$$\begin{aligned} \dot{q} + c_J - \alpha \Delta \dot{\varphi} &= \gamma \Delta \frac{K_p}{M_s} \sin 2\varphi, \\ \alpha \dot{q} + d_J + \Delta \dot{\varphi} - \gamma \Delta H &= 0. \end{aligned} \quad (8)$$

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

$$\begin{aligned} \dot{q} &= -\frac{c_J + \alpha d_J}{\alpha^2 + 1}, \\ \dot{\varphi} &= \frac{1}{\alpha^2 + 1} \left(\frac{\alpha c_J - d_J}{\Delta} \right). \end{aligned} \quad (8)$$

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 обсуждаются 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

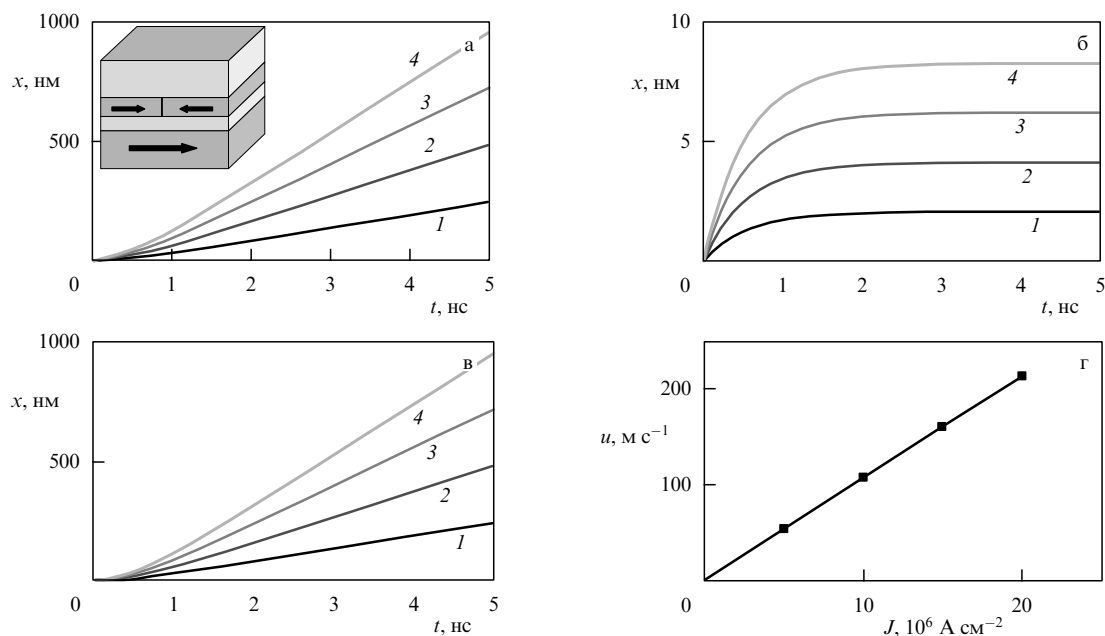


Рис. 5. Графики смещения ДС под действием тока с учетом (а) обоих вращающих моментов $T_{\parallel}$ и $T_{\perp}$, (б) только вращающего момента $T_{\parallel}$ и (в) только вращающего момента $T_{\perp}$, рассчитанные для значений плотности тока $J = 5, 10, 15, 20$ [10^6 А см $^{-2}$] (кривые 1–4 соответственно). Этот набор ограничен значением $J = 24 \times 10^6$ А см $^{-2}$, при котором происходит индуцированное током перемещение 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

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

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 ($A = 19$ 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 зенеровское 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 зенеровское 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. Barnaś 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. Tataru 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)]