НАНОМАТЕРИАЛЫ И НАНОТЕХНОЛОГИИ

А.Ф. ПОПКОВ[1), 2)], К.А. ЗВЕЗДИН[1)], М.Ю. ЧИНЕНКОВ[2), 3)], Н.А. ДЮЖЕВ[2), 3)], А.К. ЗВЕЗДИН[1)]
[1)] Институт общей физики РАН им. А.М. Прохорова, Москва
[2)] Национальный исследовательский университет МИЭТ, Москва
[3)] ЗАО «Зеленоградский нанотехнологический центр», Москва

СПИНОВОЙ ТРАНСПОРТ И ПРОБЛЕМЫ МАГНИТНОЙ ОПЕРАТИВНОЙ ПАМЯТИ (MRAM)

В работе приведен обзор исследований микроскопических механизмов передачи вращательного момента в магнитных наноструктурах. Описаны баллистический и диффузионный механизмы передачи спинового момента и спиновая аккумуляция. Описаны процессы переключения магнитных состояний спин-поляризованным электрическим током в тонкослойных спин-вентильных магнитных наноструктурах. Приделан анализ перспективы применения спин-вентильных наноструктур в энергонезависимой памяти – магнитной оперативной памяти (MRAM) и термостимулированного МОЗУ (TA-MRAM).

A.F. POPKOV[1), 2)], K.A. ZVEZDIN[1)], M.YU. CHINENKOV[2), 3)], N.A. DYUZHEV[2), 3)], A.K. ZVEZDIN[1)]
[1)] Prokhorovs General Physics Institute of RAS, Moscow
[2)] National research university of electronic technology MIET, Moscow
[3)] JSC «Zelenograd nanotechnology center», Moscow

SPIN TRANSPORT AND THE PROBLEMS OF MAGNETIC RANDOM ACCESS MEMORY (MRAM)

This paper provides an overview of studies of microscopic mechanisms of spin torque transfer in magnetic nanostructures. Ballistic and diffusive mechanisms for the spin torque transfer and spin accumulation are described. Switching magnetic states by spin-polarized electric current in thin spin-valve nanostuctures is considered. Analysis of the application prospects of spin-valve nanostructures in non-volatile magnetic random access memory (MRAM) and thermally assisted magnetic memory (TA-MRAM) is carried out.

Ключевые слова: спиновой транспорт, магниторезистивная память, MRAM, TA-MRAM, спин-вентильная наноструктура, спинтронный наногенератор, магнитодинамика.
Key words: spin-polarized transport, magnetoresistive memory, magnetic dynamics, MRAM, TA-MRAM, spin-valve nanostructure, spin generator, magnetodynamics.

Введение

Большое число исследований в последнее время уделяется изучению транспортных свойств магнитных нанообъектов, в которых наиболее сильно проявляются спин-транспортные свойства коллективизированных электронов проводимости, взаимодействующих с системой локализованных спинов материала. Спиновый транспорт тесно связан с транспортом электронов проводимости. Своим возникновением он в значительной степени обязан зависимости времени и длины релаксации импульса электронов в магнитной среде от спиновой переменной. Характерная длина релаксации продольной компоненты спина (спин-диффузионная длина Λ_{sf}) при этом может существенно превышать длину свободного пробега электрона

проводимости, несущего этот спин, т.е. $\Lambda_{sf} >> \Lambda_{mf}(\sigma)$. Это позволяет сохранять спиновую поляризацию тока и в немагнитной среде на соответствующем мезоскопическом масштабе длин.

Различие указанных масштабов в магнитных и немагнитных проводящих материалах определяет разнообразие наблюдаемых мезоскопических спин-транспортных явлений, интенсивно исследуемых в последнее время – таких как продольное гигантское сопротивление в слоистых структурах, спиновый эффект Холла, спиновая аккумуляция при поперечном пересечении током магнитных слоев, передача вращательного момента, а также индуцированная током магнитодинамика в наностолбиках и других магнитных наноструктурах [1]. Указанные явления составляют область спинтроники, которой посвящено немало обзорных работ [2…5].

Одним из ярких явлений спинового транспорта в магнитных наноструктурах является возникновение индуцированного током вращательного момента, действующего на спиновую подсистему в магнитоупорядоченной среде [6…8]. Приток (либо отток) спинов заданной ориентации в определенный слой наноструктуры может приводить к неустойчивости ее магнитной подсистемы и изменению микромагнитного начального состояния вплоть до возникновения автогенерации спиновых колебаний. Подобные явления наблюдались в целом ряде магнитных наноструктур, включая наностолбики, наноконтакты, нанопроволоки, спин-вентильные элементы и др. [9…12]. С практической точки зрения эти явления могут служить основой для создания нового поколения спинтронных элементов энергонезависимой магниторезистивной памяти [13, 14] и микроволновых перестраиваемых током наногенераторов различного назначения [15, 16].

Применение явлений туннельного переноса вращательного момента для переключения спиновых состояний в спин-вентильных наноконтактах позволило уверенно решить в настоящее время проблему последующего масштабирования элементов выпускаемой магниторезистивной памяти при переходе к технологическим размерам от 90 к 65 нм и менее.

Для практической реализации подобных наноразмерных устройств необходимо решать проблемы, связанные с требованиями снижения порогов переключения спинов и автогенерации, повышения мощности и добротности микроволновых автоколебаний, поиска технологичных конструкций спинтронных устройств [14, 17, 18].

В связи с этим следует выделить наиболее актуальные задачи исследований, которые связаны с решением указанных проблем. Одной из них является задача исследования особенностей передачи неравновесного спин-поляризованного потока в конкретных магнитных наноструктурах таких, как проводящие и туннельные спин-вентильные контакты и наностолбики, содержащие несколько магнитных, проводящих и изолирующих слоев, а также физических механизмов передачи вращательного момента (spin transfer torque effect), приводящих к явлениям переключения спинов и возникновения спиновой генерации [19…26]. В последнее время появились убедительные экспериментальные результаты по возникновению новых спин-орбитальных явлений передачи вращательного момента, связанных с механизмом Рашбы в проводящих гетероструктурах со сверхтонкими слоями [27].

Другая важная задача – это исследование спиновой динамики в магнитной многослойной наноструктуре, вызванной неравновесной спиновой накачкой, и синхронизация возникающих автоколебаний [11, 12, 28…31].

Здесь следует выделить два различающихся подхода – макроспиновое и микромагнитное приближения к описанию динамики. Макроспиновая модель, в которой скоррелированная спиновая подсистема мезоструктуры предполагается пространственно однородной, удовлетворительно описывает основные явления индуцированной током магнитодинамики мезоструктур на масштабах порядка $L \sim q\Lambda_{exch} = q\sqrt{A/M^2}$, где Q~4–5 [32, 33].

В этой модели исследуемая динамическая система, описывающая магнитодинамику, обладает конечномерным фазовым пространством, что позволяет в ряде случаев проанализировать все механизмы бифуркационных изменений в системе достаточно детально до конца [29, 34, 35].

На больших масштабах необходимо учитывать влияние неоднородного обменного взаимодействия (обменной жесткости). Если первый подход представляется наиболее актуальным для анализа работы точечных автогенераторов, то последний – для моделирования матричной системы обменно-связанных спинтронных автогенераторов [36]. Здесь также имеются достижения и нерешенные проблемы как в макроспиновом, так и в микромагнитном приближении, связанные со сложной физикой существенно нелинейной спиновой подсистемы в условиях неравновесной накачки.

В настоящей работе рассмотрены микроскопические механизмы переноса спинов и возникновения вращательного момента, математические модели спиновой динамики с учетом переноса спинов, включая конкретную модель переключения спин-вентильной наноструктуры под действием спин-поляризованного тока и проблемы, связанные с использованием последнего эффекта в современных разработках магнитной оперативной памяти. Вопросам, связанным с генерацией автоколебаний в магнитных наноструктурах под действием спин-поляризованного тока и основанных на этом эффекте спин-трансферным нано-осцилляторам, будет посвящена отдельная публикация.

1. Микроскопические механизмы передачи вращательного момента в магнитных наноструктурах

1.1. Спин-поляризованный ток и спиновый транспорт в ферромагнетиках. Модель Мотта

Спиновый транспорт существенно связан с механизмами магнитного упорядочивания в твердом теле, обусловленным корреляционными взаимодействиями в коллективизированной системе электронов и спинов локализованных электронов в оболочках ионов, формирующих кристаллическую решетку [37]. Ток заряда и спина переносится электронами, волновые (блоховские) функции которых формируются главным образом внешними *s*- и *p*-орбиталями атомов материала и делокализованными *d*-электронами, а намагниченность определяется внутренними незаполненными оболочками *d*-орбиталей (а также *f*-оболочек) атомов магнитного вещества. Ось квантования для спинов обычно задается эффективным магнитным полем, действующим в системе спинов, соответственно спины ориентируются по полю или против поля.

В зависимости от ориентации спинов свойства электронов в магнитном веществе различаются, что является следствием обменного взаимодействия между носителями и магнитными моментами вещества, так называемый *s*-*d* обмен. Вследствие этого у носителей с противоположными проекциями спина различается зонная структура – происходит расщепление энергетических уровней, относящихся к ориентациям спинов «вверх» и «вниз». Эти направления называются «majority spin» и «minority spin» по аналогии с понятием «основных» и «неосновных» носителей в физике полупроводников.

В нормальном металле, например меди, количество электронов со спином вверх и вниз одинаково, поэтому намагниченность равна нулю и электроны проводимости не поляризованы. В ферромагнитных 3*d*-металлах (Fe, Co, Ni) происходит «перетекание» 3*d*-электронов из одной зоны в другую, чтобы скомпенсировать возрастание кинетической энергии электронов при возникновении обменного взаимодействия между ними.

В результате обменного расщепления 3*d*-зон в 3*d*-металлах зоны электронов со спинами «вверх» и «вниз» заполнены неодинаково и обладают разной плотностью состояний $N(E)$ на уровне Ферми E_F. Это, в свою очередь, ведет к различию всех основных характеристик носителей двух спиновых групп: длины свободного пробега, скорости и т.д.

Акты обмена между носителями противоположной спиновой поляризации, т.е. рассеяния с переворотом спина, осуществляется редко по сравнению с характерными временами, определяющими большинство транспортных свойств (временами рассеяния на фононах, примесях и т.д.). В результате, носители с поляризацией «вверх» и «вниз» можно рассматривать как две квазинезависимые группы с разными свойствами: мажорные и минорные электроны. Чаще всего под основными (мажорными) носителями подразумевают носители той поляризации, которая обладает большей плотностью состояний на уровне Ферми.

Раздельное существование двух групп носителей проводимости со спинами «вверх» и «вниз» позволяет полагать, что существуют два независимых канала проводимости для каждой ориентации спина). Плотность суммарного тока является суммой $j_\uparrow$ тока носителей со спином «вверх» и $j_\downarrow$ тока носителей со спинами «вниз». Если токи $j_\uparrow$ и $j_\downarrow$ протекают через ферромагнитную среду с определенным направлением намагниченности, например «вверх», то сопротивления для первой и второй групп электронов будут различаться. Таким образом, возникает два канала проводимости – это двухтоковая модель Мотта [38].

Прохождение тока по двум различным каналам в магнитном материале сопровождается переносом спинового углового момента, которое может индуцировать неустойчивость в магнитной структуре. Для наблюдения подобных эффектов очень широко используются спин-вентильные слоистые структуры. В состав таких структур входят, по меньшей мере, два ферромагнитных слоя, разделенных ультратонким немагнитным диэлектрическим или хорошо проводящим слоем – спейсером. Спейсер необходим для того, чтобы предотвратить прямое обменное взаимодействие между ферромагнитными слоями. Используется, в основном, режим протекания тока перпендикулярно слоям (current perpendicular to the plane – CPP) (рис. 1). Один из слоев служит спиновым поляризатором электронов проводимости, инжектируемых в другой слой. Намагниченность в нем полагается закрепленной, т.е. не переориентирующейся под действием тока и поля.

Этого можно достичь, используя буферный антиферромагнитный слой, который ориентирует в определенном направлении намагниченность слоя, и требуется сильное внешнее воздействие для того, чтобы ее перемагнитить. Толщина поляризатора должна быть сравнимой, либо превышать спин-диффузионную длину. Такие магнитные наноструктуры называются спин-вентильными (spin-valve). Можно увеличить коэрцитивность слоя путем подбора необходимого материала либо его толщины, в таком случае структура называется псевдо-спин-вентильной (pseudo-spin-valve). Слои спин-вентильных структур с металлическим разделяющим слоем должны иметь малые (наноразмерные) толщины сравнимые, либо не превышающие характерный размер продольной спиновой релаксации – спин-диффузионную

длину. При протекании тока через поляризующий слой, электроны проводимости поляризуются по спину.

Спин-поляризованный ток после прохождения толстого ферромагнитного слоя сопровождается потоком спиновой плотности, который создает вращательный момент для локализованных спинов во втором ферромагнитном слое. При этом следует выделить два механизма передачи вращательного момента: баллистический, связанный с поглощением поперечной компоненты поляризованных спинов и диффузионный, связанный с накоплением продольной компоненты спина неравновесных носителей.

1.2. Баллистический механизм передачи вращательного момента

Баллистический механизм передачи вращательного момента возникает при зеркальном рассеянии электронов с когерентно поляризованными спинами на интерфейсах магнитных слоев в результате поглощения поперечной компоненты спина носителей на расстоянии порядка одного – двух атомных слоев магнитного материала. При этом происходит передача поперечной составляющей спина электронов проводимости магнитным моментам атома вещества.

В баллистическом подходе предполагается, что толщина рассматриваемой гетероструктуры существенно меньше длины свободного пробега электронов и рассеяние носителей на интерфейсах структуры определяется решением квантовомеханической задачи прохождения скачкообразного потенциального рельефа без эффектов переворота спина. Рассмотрим эффекты переноса спинов для зонной картины Зоммерфельда электронов проводимости с

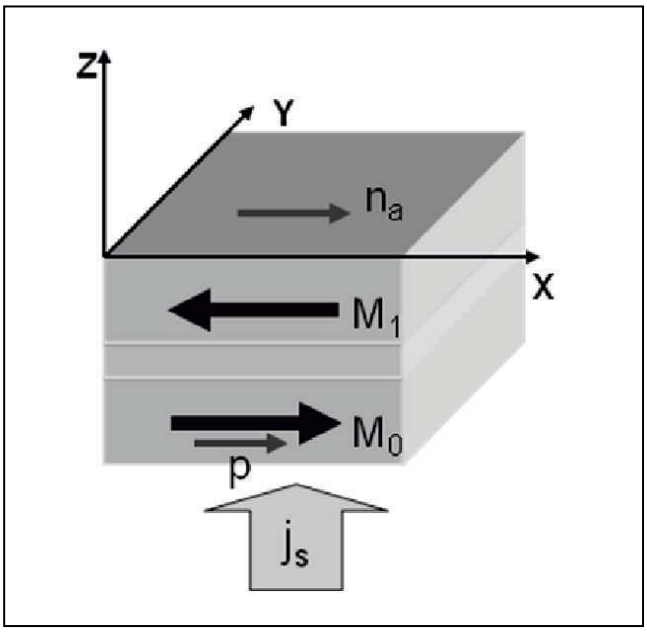

Рис. 1. Геометрия трехслойной магнитной спин-вентильной структуры

учетом обменного смещения энергетических состояний в магнитных слоях. В этом случае уравнение Шредингера записывается для волновых функций в виде двухкомпонентных спиноров $\mathbf{\Psi}_\sigma = \begin{pmatrix} \chi_1 \\ \chi_2 \end{pmatrix}$, описывающих пространственное изменение состояния электрона с учетом его спиновой поляризации σ для выбранной оси квантования:

$$\frac{d^2\mathbf{\Psi}_\sigma^j}{dx^2} + \left(k_\sigma^j(x)\right)^2 \mathbf{\Psi}_\sigma^j = 0,$$

где $k_\sigma^2(x) = \frac{2m}{\hbar^2}\left(E - U_\sigma(x) - k_\perp^2\right)$. Задача об отражении и прохождении волны заданной спиновой поляризации единичной амплитуды $\mathbf{\Psi}_\sigma^0$ из одной магнитной среды в другую рассматривается с учетом граничных условий непрерывности волновых функций и бинарного преобразования спиноров при изменении оси квантования в соседних магнитных слоях структуры. Расчет потока электронов и спинового потока проводится на основе термодинамически усредненных их квантовомеханических выражений

$$Q_e = -\frac{i\hbar}{2m} < \sum_{\sigma,k} \left(\mathbf{\Psi}_{\sigma k}^*(r)\vec{\nabla}_x \mathbf{\Psi}_{\sigma k}(r) - \mathbf{\Psi}_{\sigma k}(r)\vec{\nabla}_x \mathbf{\Psi}_k^*(r) \right) >$$

$$\mathbf{Q}_S = -\frac{i\hbar}{2m}\frac{\hbar}{2} < \sum_{\sigma,k} \left(\mathbf{\Psi}_{\sigma k}^*(r)\hat{\mathbf{S}}\vec{\nabla}_x \mathbf{\Psi}_{\sigma k}(r) - \hat{\mathbf{S}}\mathbf{\Psi}_{\sigma k}^*(r)\vec{\nabla}_x \mathbf{\Psi}_{\sigma k}(r) \right) >,$$

где $\hat{\mathbf{S}}$ – матрицы Паули; $\hbar$ – постоянная Планка; m – масса электрона.

В проводящей структуре термодинамическое усреднение проводится по энергетическим распределениям Ферми $f(E) = 1/\left[\exp\left((\mu_\pm - E)/k_B T\right) + 1\right]$ с учетом сдвига поверхностей Ферми в зоне Бриллюэна из-за токового дрейфа электронов проводимости и обменного сдвига электрохимического потенциала для мажорных и минорных электронов. В туннельной структуре учитывается пространственный сдвиг электрохимического потенциала в прилегающих магнитных электродах, связанный с преимущественным падением электрического напряжения на диэлектрической прослойке $\mu_\pm = E_F(x_\pm) - eV(x_\pm)$, где $V = V_+ - V_-$ – приложенное к электродам напряжение. Особенности зонной структуры контактирующих проводников, зависимость неравновесного распределения носителей по спиновым энергетическим подзонам от состояния намагниченностей в слоях структуры, сдвиг энергетических зон из-за пространственного изменения электрохимического потенциала и им подобные эффекты определяют своеобразие особенностей спин-туннельного транспорта в металлических и туннельных гетероструктурах.

Квантовомеханические расчеты [6, 39] показывают, что проекция спина электрона, прошедшего из немагнитного металла во второй магнитный слой, на направление намагничивания второго слоя $\mathbf{s}_2$ сохраняется, а перпендикулярная составляющая осциллирует вокруг эффективного обменного поля $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ во втором слое. Из-за сильного разброса проекций волновых векторов прошедших электронов на направление тока, когерентность входящего поляризованного спинового тока быстро разрушается примерно на длине поперечной релаксации спина, которая в ферромагнитных металлах составляет величину порядка периода атомной решетки. Таким образом, входящий спиновый поток создает вращательный момент согласно этой теории только в непосредственной близости от границы раздела нормальный металл – ферромагнетик.

Усредненный по толщине магнитного слоя спиновый поток в соответствии с законом сохранения полного спина создает квази-диссипативный вклад в уравнения магнитодинамики Ландау–Лифшица, который определяется разностью поглощаемых на границах магнитного слоя спиновых потоков с перпендикулярной к намагниченности слоя поляризацией.

$$\frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} = -\frac{\mathbf{Q}_S(0)}{d},$$

где координата x=0 выбрана на границе ферромагнитного слоя.

Выражение для вращающего момента в инжектируемом слое $\mathbf{Q}_S(0)$ пропорционально полной плотности тока электронов $j=j_\uparrow+j_\downarrow$ и содержит два вклада в передаваемый вращательный момент. Один из них компланарен намагниченностям соседних слоев и определяется известным соотношением Слончевского [6]

$$\left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t}\right)_{\parallel} = J_e \eta_{\parallel} \frac{\gamma\hbar}{2deM_s^2}\left[\mathbf{M}\times\left[\mathbf{s}\times\mathbf{M}\right]\right],$$

где $\eta_{\parallel}(\theta) = \frac{2e}{\hbar J_e}\frac{Q_{\parallel}}{\sin\theta}$ – спин-поляризационный фактор Слончевского; e – заряд электрона; d – толщина слоя; γ – магнитомеханическое отношение, M_s – намагниченность насыщения; $Q_{\parallel}$ – компонента спинового потока, ответственная за передачу вращательного момента этого типа; $\mathbf{s}=\mathbf{M}_s/M$ – направление спиновой поляризации.

Второй, создаваемый током вращающий момент – квазиполевой, перпендикулярен намагниченностям слоев и дается выражением

$$\left(\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t}\right)_{\perp} = J_e \eta_{\perp} \frac{\gamma\hbar}{2deM_s^2}\mathbf{M}\times\mathbf{s},$$

где $\eta_{\perp}(\theta) = \frac{2e}{\hbar J_e}\frac{Q_{\perp}}{\sin\theta}$ – второй спин-поляризационный параметр; $Q_{\perp}$ – вторая компонента спинового потока, поглощаемая вблизи границы раздела.

Суммарный вращательный момент содержит разность левого и правого поглощаемых спиновых потоков, пропорциональную полному току. В металлических структурах второй вращательный момент обычно значительно меньше первого. В туннельных структурах они могут быть сравнимы по величине, и следует учитывать оба вращательных момента.

Полученное выражение для вращательного момента можно учесть в полном выражении для уравнений магнитодинамики Ландау-Лифшица, например, в форме Гильберта, в результате чего они принимают вид [4]

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma[\mathbf{M}\times\mathbf{H}_{\text{eff}}] + \frac{\alpha}{M}[\mathbf{M}\times\frac{d\mathbf{M}}{dt}] +$$
$$+\frac{J_e\gamma\hbar}{2deM_s^2}\eta_{\parallel}\left[\mathbf{M}\times\left[\mathbf{s}\times\mathbf{M}\right]\right] + \eta_{\perp}\frac{J_e\gamma\hbar}{2deM_s^2}[\mathbf{M}\times\mathbf{s}],$$

где γ – магнитомеханическое отношение; α – параметр магнитной релаксации Гильберта.

1.3. Диффузионный механизм передачи спинового момента и спиновая аккумуляция

В случае больших размеров гетероструктры для описания спинового транспорта в магнитной гетероструктуре разработан также кинетический подход, при котором функция распределения по скоростям неравновесных электронов может быть найдена из решения кинетических уравнений с учетом процессов релаксации спинов в фазовом пространстве волновых векторов для каждой спиновой подсистемы. В равновесном состоянии спиновые подзоны должны быть заселены электронами по определенному закону с распределением Ферми–Дирака. При таком распределении число электронов, переходящих в единицу времени из «верхней» подзоны в «нижнюю», равно числу электронов, совершающих обратный переход, сопровождающийся переворотом спина. Если равновесное распределение нарушено, например, в «верхней» подзоне оказалось больше электронов, чем положено, то возрастает число электронов, переходящих в «нижнюю» подзону, и спиновое равновесие в итоге восстанавливается [24, 25, 27]. Время установления такого равновесия в ферромагнитных металлах является временем установления продольной компоненты намагниченности, определяющим характерную длину, на которую за это время вследствие диффузии успевают продвинуться электроны проводимости. Из-за диффузионной задержки прохождения электронами границ раздела магнитных сред вблизи

последних будет сохраняться область, в которой заполнение спиновых подзон остается неравновесным [11, 12]. Это явление, называемое спиновой аккумуляцией, наблюдается как в металлических, так и в полупроводниковых структурах. Другими словами, аккумуляция спинов [9, 40…45] – это явление возникновения неравновесной спиновой плотности вблизи раздела двух сред с различными значениями намагниченности (в частности, вблизи изолированной доменной границы), возникающее при протекании через нее электрического тока. Этот эффект приводит к дополнительному падению потенциала в образце и, следовательно, может явиться причиной возникновения значительного магнитосопротивления.

Аккумуляция спинов также может быть причиной возникновения дополнительного вращательного момента, как и поглощаемый спиновый поток на интерфейсе структуры, и поэтому она тоже может быть возможной причиной неустойчивости магнитного состояния в спин-вентильной структуре. Этот диффузионный механизм передачи вращательного момента обсуждался в работе [5].

Обобщение кинетической теории спинового транспорта и вращения спинов с учетом явлений спиновой диффузии и аккумуляции сделано в работе [25]. В ней предложены и обсуждались уравнения диффузии для спиновой аккумуляции наряду с уравнением ЛЛГ для локализованных спинов (1)

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} - D_0 \Delta \mathbf{m} + \frac{\mathbf{m}}{\tau} + \gamma\lambda \mathbf{m} \times \mathbf{M}_0 = -\sum_q \frac{\partial}{\partial q}\left(\frac{\beta \mu_B}{M\,|e|} J_q \mathbf{M}_0 \right), \quad (1)$$

где $\mathbf{m} = \mu_B \left(\mathbf{n}_\uparrow - \mathbf{n}_\downarrow \right)$ – спиновая аккумуляция; $\Delta = \sum_q \frac{\partial^2}{\partial q^2}$ – лапласиан; $D_0 = \frac{D_\uparrow \sigma_\downarrow + D_\downarrow \sigma_\uparrow}{\sigma_\downarrow + \sigma_\uparrow}$ – эффективный коэффициент спиновой диффузии; $\beta = \frac{\sigma_\uparrow - \sigma_\downarrow}{\sigma_\downarrow + \sigma_\uparrow}$, λ – безразмерный параметр обменного взаимодействия; τ – время спиновой релаксации.

Уравнение для локализованных моментов (2)

$$\frac{\partial \mathbf{M}_0}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M}_0 \times \left(\mathbf{H}_{\text{eff}} + \lambda \mathbf{m} - \frac{\alpha}{\gamma M} \frac{\partial \mathbf{M}_0}{\partial t} \right), \quad (2)$$

где $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ – может включать однородный и неоднородный обмен, поле анизотропии, магнитные поля рассеяния и внешнее поле; α – постоянная затухания Гильберта.

1.4. Спиновый транспорт и спин-орбитальное взаимодействие

Если в тонкой пленке присутствует неоднородное поперечное кристаллическое поле (градиент кристаллического поля $dV(z)/dz$ по оси z – перпендикулярной плоскости пленки), то на электроны проводимости действует поле Рашбы в соответствии с гамильтонианом свободной частицы [46, 47]

$$\hat{H} = a\hat{\boldsymbol{\sigma}} \cdot \left[\hat{\mathbf{p}} \times \mathbf{z} \right].$$

Это взаимодействие отвечает за эффективное поле (поле Рашбы), действующее на неравновесные электроны проводимости, которое можно записать в виде $\mathbf{H}_R = b\left[\mathbf{J} \times \mathbf{z} \right] = bJ\left[\mathbf{j} \times \mathbf{z} \right]$, где $b = a\frac{m}{en\mu_B}$, $\mathbf{j}=\mathbf{J}/J$. Это обстоятельство мы учтем, добавив в уравнение (1) дополнительный член, отвечающие за вращение спиновой аккумуляции $\mathbf{m}$ в поле Рашбы $\mathbf{H}_R$. Кроме того учтем различие времен поперечной и продольной релаксации для неравновесных спинов. Тогда

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} - D_0 \Delta \mathbf{m} + \frac{\mathbf{m}_\perp}{\tau_\perp} + \frac{\mathbf{m}_\parallel - p\mathbf{M}_0}{\tau_\parallel} +$$

$$+\gamma\lambda \mathbf{m} \times \mathbf{M}_0 + \gamma a \mathbf{m} \times \mathbf{H}_\mathbf{R} = -\sum_q \frac{\partial}{\partial q}\left(\frac{\beta \mu_B}{M\,|e|} J_q \mathbf{M}_0 \right).$$

Для геометрии однородного протекания ока в направлении оси $j||x$, получаем систему уравнений динамики

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} + \frac{\mathbf{m}_\perp}{\tau_\perp} + \frac{\mathbf{m}_\parallel - p\mathbf{M}_0}{\tau_\parallel} + \gamma\lambda \mathbf{m} \times \mathbf{M}_0 + \gamma c J \mathbf{m} \times \mathbf{s}_\mathbf{y} = 0$$

$$\frac{\partial \mathbf{M}_0}{\partial t} = -\gamma \mathbf{M}_0 \times \left(\mathbf{H}_{\text{eff}} + \lambda \mathbf{m} - \frac{\alpha}{\gamma M} \frac{\partial \mathbf{M}_0}{\partial t} \right), \quad (3)$$

где $c=ab$, $\mathbf{s}_\mathbf{y}=\mathbf{H}_\mathbf{R}/H_R$; p – параметр спиновой поляризации.

Рассмотрим возможные индуцированные током моменты вращения локализованной намагниченности, создаваемые спиновой аккумуляцией. Для этого предположим, что спиновая аккумуляция перестраивается во времени быстрее локальной намагниченности, так что

$$\mathbf{m}_\parallel \approx p\mathbf{M}_0 + \gamma\lambda\tau_\parallel \mathbf{m}_\perp \times \mathbf{M}_0 - \gamma c J \tau_\parallel \mathbf{m}_\perp \times \mathbf{s}_\mathbf{y} \approx p\mathbf{M}_0$$

$$\mathbf{m}_\perp \approx \gamma\lambda\tau_\perp \mathbf{m}_\parallel \times \mathbf{M}_0 - \gamma c J \tau_\perp \mathbf{m}_\parallel \times \mathbf{s}_\mathbf{y} \approx -p\gamma c J \tau_\perp \mathbf{M}_0 \times \mathbf{s}_\mathbf{y}.$$

Учитывая, что $\tau_\parallel >> \tau_\perp$ и что в нулевом приближении $\mathbf{m}_\parallel \approx p\mathbf{M}_0$, после подстановки в (3) получим

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

где $G_R=\lambda p\gamma c\tau_\perp$. То есть мы получаем дополнительный вращательный момент Рашбы, который действует аналогично вращательному моменту Слончевского в спин-вентильной структуре. Легко найти пороговое значение тока переключения при оси анизотропии вдоль оси $n||s_y$ для этого механизма

$$J_P = -\frac{\alpha\gamma}{G_R}\left(\frac{2K_U}{M} + 2\pi M \right).$$

В зависимости от геометрических и магнитных параметров слоев магнитной наноструктуры может доминировать один из двух рассмотренных ранее механизмов возникновения неустойчивости

исходного магнитного состояния [33]. Однако в тонких пленках из-за малой величины спиновой аккумуляции индуцированный ток продольного обменного поля обычно мал и им пренебрегают. Баллистический механизм передачи вращательного момента обычно дает соответствующее экспериментальным данным значение пороговой плотности тока, при которой происходит переключение спин-вентильной структуры из антипараллельной конфигурации в параллельную [12].

2. Переключение магнитных состояний спин-вентильной наноструктуры спин-поляризованным электрическим током

Спиновый поток может создавать неустойчивость в незакрепленном магнитном слое. Действие тока аналогично дополнительному затуханию. В зависимости от знака тока и взаимного направления намагниченностей в контактирующих слоях спин-вентильной структуры это дополнительное затухание либо содействует «обычному» затуханию, и тогда затухание вблизи положения равновесия происходит более эффективно, чем при отсутствии тока. Либо же наоборот, вращающий момент противодействует затуханию. Когда при достаточной плотности тока затухание становится отрицательным, текущее положение равновесия становится неустойчивым и малые отклонения магнитного момента, все увеличиваясь, приводят к перевороту полной намагниченности слоя.

2.1. Эксперименты по перемагничиванию током

Эксперименты по перемагничиванию спиновым током типично используют геометрию, изображенную на рисунке 2 *а*. Переключаемый элемент состоит из наностолбика (nanopillar), содержащего магнитную многослойную структуру. Сечение наностолбика представляет собой овал, размеры которого существенно меньше 1 мкм (обычно 100…600 нм). В столбике содержится свободный слой, толщина которого составляет несколько нанометров (1…6 нм в цитируемых статьях). Фиксированный слой, как правило, толще свободного в несколько раз и иногда выносится на слой подложки, не модифицируемый литографией. Он отделен от свободного слоя немагнитной прослойкой, толщина которой достаточна для того, чтобы уменьшить до пренебрежимо малой величины межслойное обменное взаимодействие (обычно 10…15 нм). Взаимная ориентация намагниченности слоев может быть получена из данных по сопротивлению структуры (типичной для эффекта CPP-GMR). Система изначально приводится в параллельную конфигурацию внешним полем.

Через эту систему пропускается ток и измеряется ее сопротивление. Типичная полученная кривая изображена на рисунке 2 *б*. Видно, что (при исходной параллельной (P) конфигурации) при постепенном увеличении тока в положительном направлении с системой ничего не происходит, только постепенно и обратимым образом увеличивается сопротивление, что вызвано джоулевым нагревом. Если же увеличивать ток в отрицательном направлении, то при некоторой критической плотности практически скачком и необратимо меняется сопротивление системы. Конечное сопротивление при этом соответствует сопротивлению антипараллельной конфигурации (AP), из чего делается вывод, что свободный слой перемагнитился. Переход из AP в P конфигурацию происходит аналогично при противоположном знаке тока.

Потенциально на эффект переключения могут оказывать влияние вихревые поля, образующиеся от тока большой плотности. Они, как показано в работах [48], могут перемагнитить элемент из однодоменного в вихревое состояние, что также будет сопровождаться изменением сопротивления.

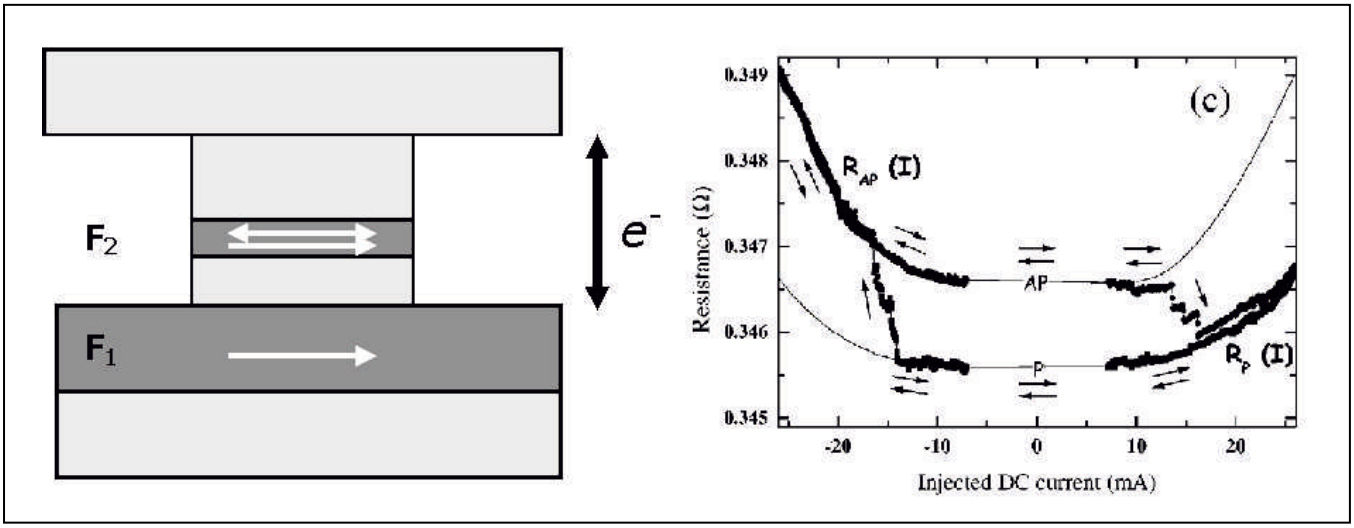

Рис. 2. а) – схематичное изображение типичной экспериментальной геометрии по изучению индуцированного током перемагничивания; б) – характерные экспериментальные результаты [12].

Однако отношение вращающих моментов, вызванных переносом спина и вызванным вихревым током (полем Эрстеда), зависит от размера свободного слоя и может быть представлено как [49]:

$$\frac{T_{Oe}}{T_{ST}} \approx \frac{rLr_0}{a^3},$$

где a – параметр решетки; r – размер свободного слоя (его диаметр); L – толщина свободного слоя и $r_0=e^2/mc^2\approx10^{-6}$ нм. Как правило, отсюда следует условие r <<300 нм для того, чтобы доминировал механизм переноса спина.

2.2. Модель макроспина и микромагнитное моделирование

Анализ процесса переключения наностолбика током естественно произвести на основе обобщенного уравнения Ландау–Лифшица (13), предполагая, что свободный слой находится в однодоменном состоянии. В этом приближении, называемом макроспиновым (или приближением модели макроспина), полагается, что намагниченность слоя может быть представлена его суммарным магнитным моментом.

Сравнивая последние два члена в (4), видно, что в эффективное действие тока в модели переноса спина аналогично скорее дополнительному затуханию, а не дополнительному полю (рис. 3 *а*). В зависимости от знака тока это дополнительное затухание либо содействует «обычному» затуханию (члену пропорциональному α в (4)), и тогда затухание вблизи положения равновесия происходит более эффективно, чем при отсутствии тока. Либо же, наоборот, вращающий момент противодействует затуханию. Тогда при достаточной плотности тока затухание становиться отрицательным, данное положение равновесия может стать неустойчивым и малые колебания магнитного момента, все увеличиваясь, приводят к перевороту **M** (рис. 3 *б*).

Численное моделирование на основе модифицированных уравнений Ландау–Лифшица со спиновой накачкой позволяет провести анализ особенностей динамики спинов в незакрепленном магнитном слое спин-вентильной структуры. При этом в рамках макроспинового приближения удается провести полный численный и качественный анализ бифуркационных свойств рассматриваемой динамической системы. В этом направлении имеется целый ряд интересных работ [29, 34, 35].

Расчеты, сделанные на основе макроспинового приближения, качественно, а иногда и количественно верно описывают эксперимент. В то же время недавние эксперименты по непосредственному наблюдению динамики индуцированных поляризованным током переключения [51] или осцилляций показывают [52], что эта динамика включает в себя образование существенно неоднородных распределений намагниченности. Это же подтверждают расчеты, сделанные с помощью полномасштабного микромагнитного моделирования [53]. Таким образом, возникает вопрос о границах применимости макроспинового приближения для описания данных процессов. Так же важным является 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 в работе [4] проведено моделирование индуцированной током динамики наностолбчатой CPP-структуры (рис. 4) в микромагнитном и квазимакроспиновом

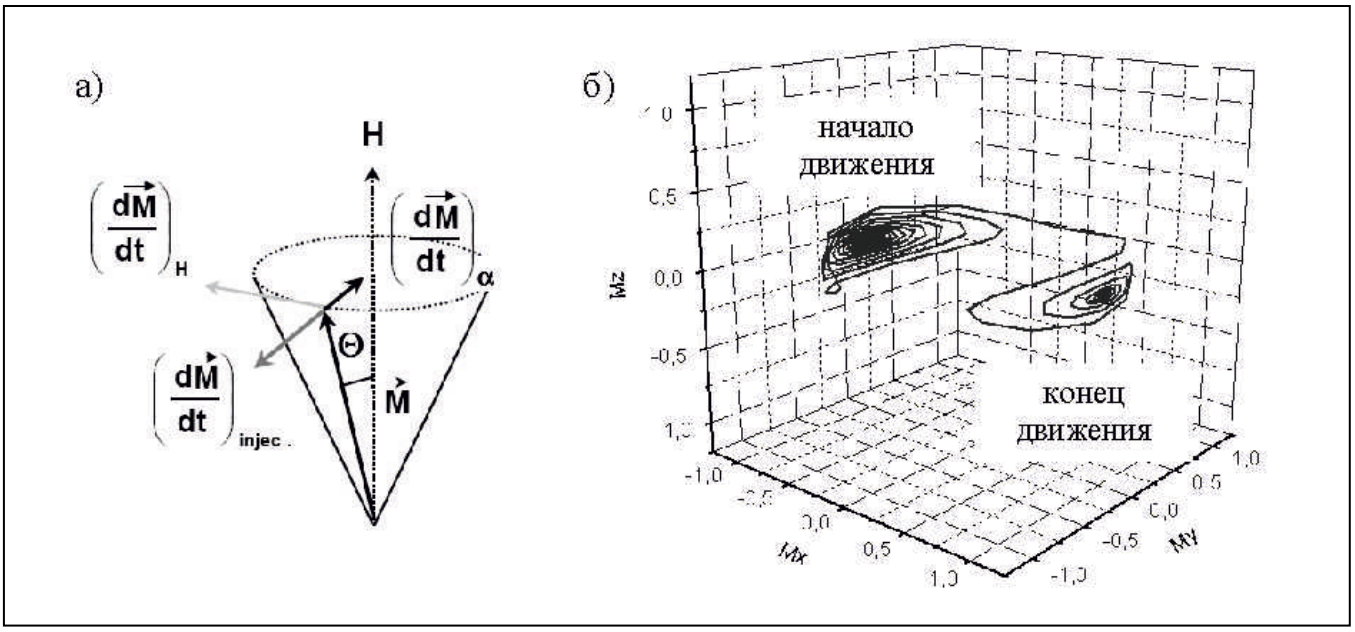

Рис. 3. а) – иллюстрация действия различных вращающих моментов на намагниченность; б) – характерная динамика перемагничивания свободного слоя многослойной структуры под действием вызванного током вращающего момента типа (I.) [50].

приближениях. 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 описывается в модели макроспина. В работах других авторов также указывалось на то, что экспериментальные данные по величинам токов переключения согласуются с однодоменным приближением [54]. Однако даже для такой малой структуры рассчитанное в модели макроспина время переключения заметно отличалось (было примерно на 10 % больше) от результата микромагнитных расчетов, в согласии с экспериментальными результатами [51].

2.3. Анализ процесса переключения методами качественной теории дифференциальных уравнений

Простейший анализ основан на линеаризации нелинейной системы вблизи особых точек и нахождении условий нарушения устойчивости положений равновесия. Приведем пример неустойчивости положений равновесия намагниченности в незакрепленном слое спин-вентильной структуры для аксиально симметричного случая $\mathbf{m}_1 \| z$ [49].

Будем считать, что намагниченность более толстого слоя M_1 фиксирована вдоль оси симметрии структуры z. Внешнее поле будем считать также параллельным этой оси. Перейдем к полярной системе координат с полярной осью вдоль z. В этом случае имеем $\mathbf{M}/M=(\sin\theta\cos\varphi, \sin\theta\cos\varphi, \cos\theta)$. Рассмотрим одноосный ферромагнетик, для которого плотность энергии имеет вид

$$E(\theta,\varphi) = K\sin^2\theta - H_z M\cos\theta.$$

Тогда уравнения ЛЛГ с инжекционным токовым членом записываются в виде

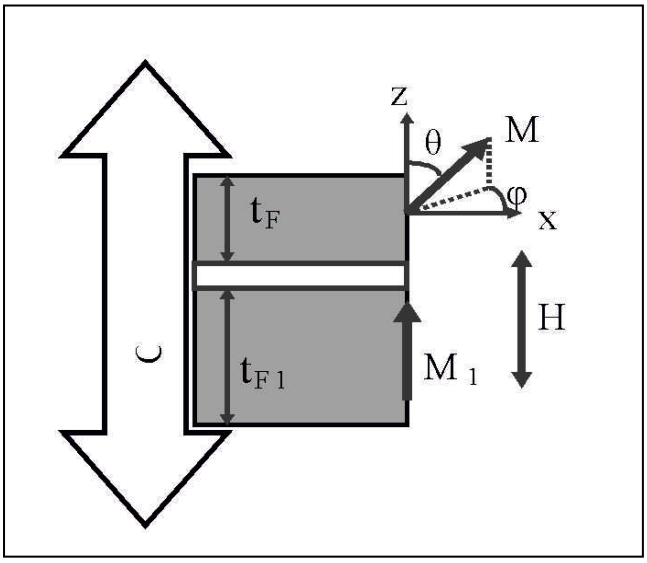

Рис. 4. CPP-структура

$$\begin{cases} \dot\varphi\sin\theta - \alpha\dot\theta = \dfrac{\gamma}{M}\dfrac{\partial E}{\partial\theta} = \sin\theta(\gamma H + \gamma\dfrac{2K}{M}\cos\theta) \\ \alpha\dot\varphi\sin\theta + \dot\theta = -\dfrac{\gamma}{M\sin\theta}\dfrac{\partial E}{\partial\varphi} - IG(\theta,\varphi)\sin\theta = -IG(\theta)\sin\theta. \end{cases}$$

В рассматриваемой системе имеются две точки равновесия – параллельная $\theta_P=0$ и антипараллельная $\theta_A=\pi$ с произвольным значением угла φ, т.к. магнитная система в данном случае аксиально симметрична и поэтому в точке равновесия описывающая ее система уравнений сингулярна. Для устранения сингулярности и анализа устойчивости положений равновесия системы необходимо перейти к декартовым переменным $(\delta x, \delta y) = (\theta\cos\varphi, \theta\sin\varphi)$ и линеаризовать систему уравнений вблизи точек равновесия, положив δx, $\delta y \sim \exp(pt)$. В результате после решения характеристического уравнения для экспоненциального фактора p найдем, что его корни для параллельной $\theta=0$ и антипараллельной $\theta=\pi$ ориентации будут соответственно равны

$$\begin{aligned} p_P &= IG_P + \alpha\gamma(H + \frac{2K}{M}) \pm i\gamma(H + \frac{2K}{M} - \alpha IG_P), \\ p_A &= -IG_A + \alpha\gamma(-H + \frac{2K}{M}) \pm i\gamma(-H + \frac{2K}{M} + \alpha IG_A). \end{aligned} \quad (9)$$

Из выражения (9) следует, что критическое значение тока, при котором возникает смена типа равновесной точки с устойчивого на неустойчивый фокус (изменение знака действительной части характеристического показателя), зависит от внешнего поля и поля анизотропии согласно соотношению

$$I_C = -\alpha\gamma(H \pm \frac{2K}{M}) / G_{P,A}.$$

Между этими линиями на диаграмме состояний ток – поле будут находиться либо область гистерезиса переключения состояний, в которой одно из состояний является стабильным, а второе метастабильным, либо область плавного перехода от параллельного к антипараллельному состоянию

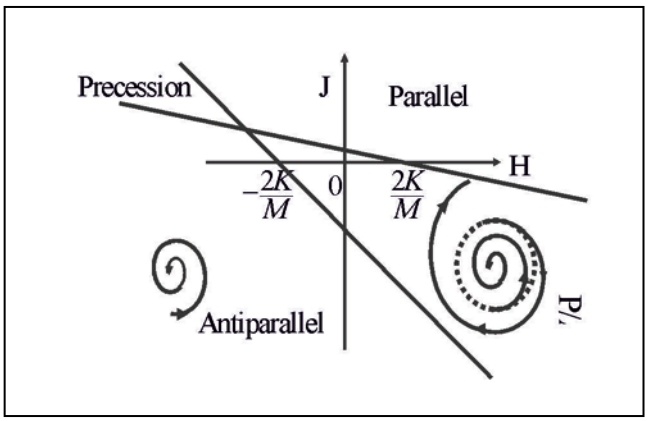

Рис. 5. Диаграмма полевого и токового переключения при аксиальной симметрии намагничивания

с прецессией намагниченности вокруг оси симметрии легкого намагничивания (устойчивый цикл). Оценка плотности критического тока для Co толщиной t_F~1 нм дает $J_{cr}(H=0)=\frac{2e\alpha\gamma}{\mu_B G_P}t_{F1}K$ ~10^7 А/см^2 .

Аналогично, в работе [55] рассматривался случай двухосного легкоплоскостного ферромагнетика, наиболее часто встречающийся в экспериментальной практике, когда энергия описывается выражением

$$E(\theta,\varphi)=K_1\cos^2\theta-K_2\sin^2\theta\cos^2\varphi-H_xM\sin\theta\cos\varphi,$$

где $K_1>K_2>0$. Исходная система (4) для рассматриваемого случая записывается в полярных координатах в виде

$$\begin{cases}\dot{\phi}\sin\theta-\alpha\dot{\theta}=\dfrac{\gamma}{M}\dfrac{\partial E}{\partial\theta}-IG(\mathbf{mm}_1)\sin\varphi\\ \alpha\dot{\phi}\sin\theta+\dot{\theta}=-\dfrac{\gamma}{M\sin\theta}\dfrac{\partial E}{\partial\varphi}+IG(\mathbf{mm}_1)\cos\theta\cos\varphi\end{cases}$$

где $\mathbf{nm}_1=\sin\theta\cos\varphi$. Из линейного анализа этой системы следует, что в области малых положительных полей $0<H<\frac{2K_2}{M}$ имеется гистерезис с двумя линиями потери устойчивости фаз – параллельной при $J<J_P=-\frac{\alpha\gamma}{G_P}\left(H+\frac{2K_2}{M}+\frac{K_1}{M}\right)$ и антипараллельной, когда $J>J_A=\frac{\alpha\gamma}{G_A}\left(-H+\frac{2K_2}{M}+\frac{K_1}{M}\right)$. В области полей, превышающих область полевого гистериза магнитной структуры $\frac{2K_2}{M}<H<\frac{2K_2}{M}+\frac{K_1}{M}$, последняя линия переходит в линию $J_A=-\frac{\gamma}{G_A}\sqrt{\left(H-\frac{2K_2}{M}\right)\left(-H+\frac{2K_2}{M}+\frac{K_1}{M}\right)}$. В этой области полей смена параллельного и антипараллельного состояний происходит непрерывно через состояние прецессии. Оценка критического тока для такой структуры дает значительно большие значения критических токов в связи с большой величиной энергии размагничивания, которую приходится преодолевать при переключении равновесных состояний.

3. Магнитная оперативная память (MRAM)

3.1. MRAM на эффекте переключения спин-вентильной наноструктуры спин-поляризованным током

Рассмотренные в предыдущем разделе эффекты потери устойчивости состояний однородного намагничивания и токового переключения оказались весьма перспективными для дальнейшего совершенствования энергетически независимой памяти на эффекте гигантского магнитосопротивления, которая первоначально была основана исключительно на принципах полевого магнитного переключения. Туннельные спин-вентильные структуры, обладающие гигантской величиной магнитосопротивления, достигающего при комнатной температуре 200 % и выше (до 600%) [56] оказались перспективными для создания магнитных оперативных запоминающих устройств с произвольной выборкой – МОЗУ (MRAM).

Простая ячейка МОЗУ состоит из структуры туннельного перехода, в которой два ферромагнитных электрода разделены тонким слоем изолятора. Протекающий через структуру туннельный ток зависит от относительной ориентации намагниченности в обоих электродах. Изменение сопротивления от максимального значения (параллельная ориентация намагниченности) до минимального (анти-параллельная ориентация) называется туннельным магнитосопротивлением (ТМС). Направление опорного слоя зафиксировано благодаря использованию обменного антиферромагнитного слоя. Бит информации в МОЗУ хранится в форме ориентации намагниченности в свободном слое. Очевидно, что чем выше ТМС-сигнал, тем больше разница между двумя битами информации. Последние исследования в области ТМС показали, что трехслойные структуры на основе MgO могут давать сигнал, превышающий 200 %, что делает ТМС структуры очень перспективными в развитии МОЗУ.

Микросхемы небольшого объема МОЗУ с полевой записью уже сейчас освоены в производстве и выпускаются компанией Everspin для различных специализированных применений [57]. Следует отметить, что единственный коммерчески доступный MPAM – продукт от компании Everspin основан именно на ТМС. Применение МОЗУ – это встроенная память в мобильных системах, бытовой электронике, где требуется быстрый запуск и отключение, в автомобильной промышленности, где температурные окружения условия агрессивны, ракетах и космических применениях – где требуется радиационная стойкость.

На рисунке 6 показана структура NOR-ячейки MRAM, которая состоит из транзистора и магнитного туннельного перехода с системой перекрестных шин записи и считывания. Видно, что при спин-поляризованной записи не требуется вторая шина полевой записи и ячейка характеризуется меньшими технологическими размерами. Далее приведены гистерезисные петли полевого и токового переключения магнитных состояний спин-вентильного элемента с диэлектрической прослойкой MgO.

В настоящее время основополагающие технологии полупроводниковой памяти такие, как статическое ОЗУ (SRAM) с произвольной выборкой, динамическое ОЗУ (DRAM) и ФЛЭШ (FLASH) проблематичны для перехода через предел 45 нм.

СОЗУ имеет высокий расход мощности и 10-кратное возрастание утечки мощности при каждом шаге литографического масштабирования. ДОЗУ требует постоянного обновления (перезаписи) информации. Постоянно возрастают токи перезаписи и трудности поддержания минимально-необходимой емкости. Флэш-память имеет ограниченное число циклов перезаписи (ограниченная износостойкость), высокую мощность и низкую скорость записи, требует многоуровневой архитектуры и трудности с масштабированием, ведущие к ухудшению характеристик и усложнению контроллера. Ограничения мощности существенно возрастают в применении памяти для мобильных приложений и накопления данных. МОЗУ на переносе спина может драматически снизить мощность в ДОЗУ до 70 %.

Переход от полевой записи информации на спин-вентильные структуры к записи спин-поляризованным током позволяет решить проблему масштабирования ОЗУ при переходе к литографическим размерам менее 90 нм, благодаря уменьшению токов записи более чем на порядок в архитектуре 1 Т (транзистор) – 1 МТП (МТП – магнитный туннельный контакт) элемент и упрощает архитектуру и технологию МОЗУ. Для достижения высокого быстродействия и минимальной ошибки считывания и записи необходимо увеличивать энергетический барьер свободного слоя и магнетосопротивление туннельного магниторезистивного перехода. Для снижения вероятности пробоя необходимо снижать критический ток спиновой записи. Одним из путей разрешения этих проблем – использование вертикальной геометрии намагничивания и геометрии двойного туннельного перехода. Так, специалистами фирмы Grandis продемонстрировано переключение магнитного туннельного перехода с туннельной прослойкой MgO с критическими токами в

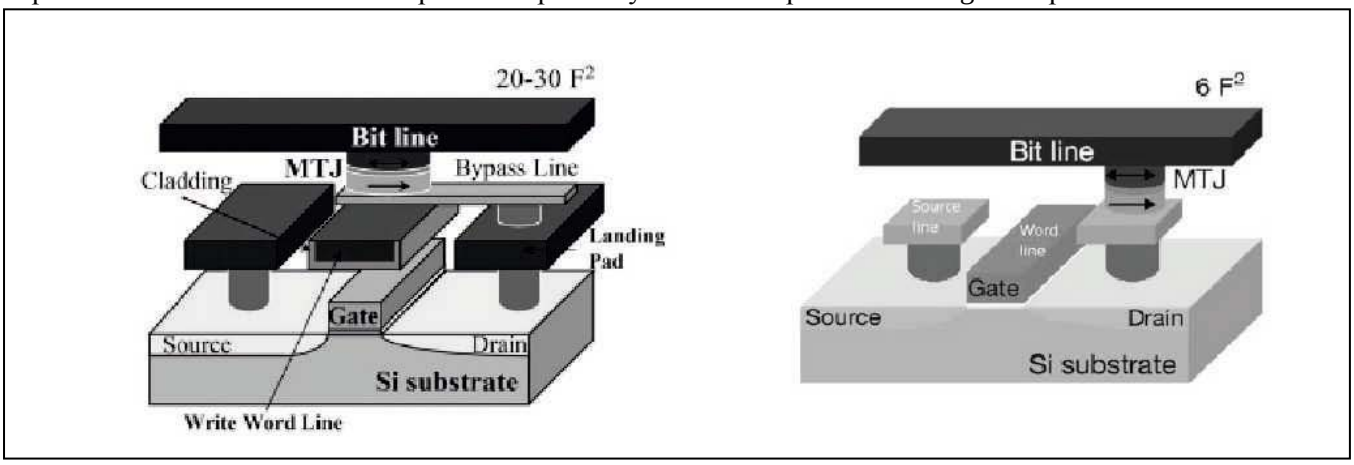

Рис. 6. Схематическое изображение ячеек MRAM: слева – полевая запись; справа – спин-поляризованная запись.

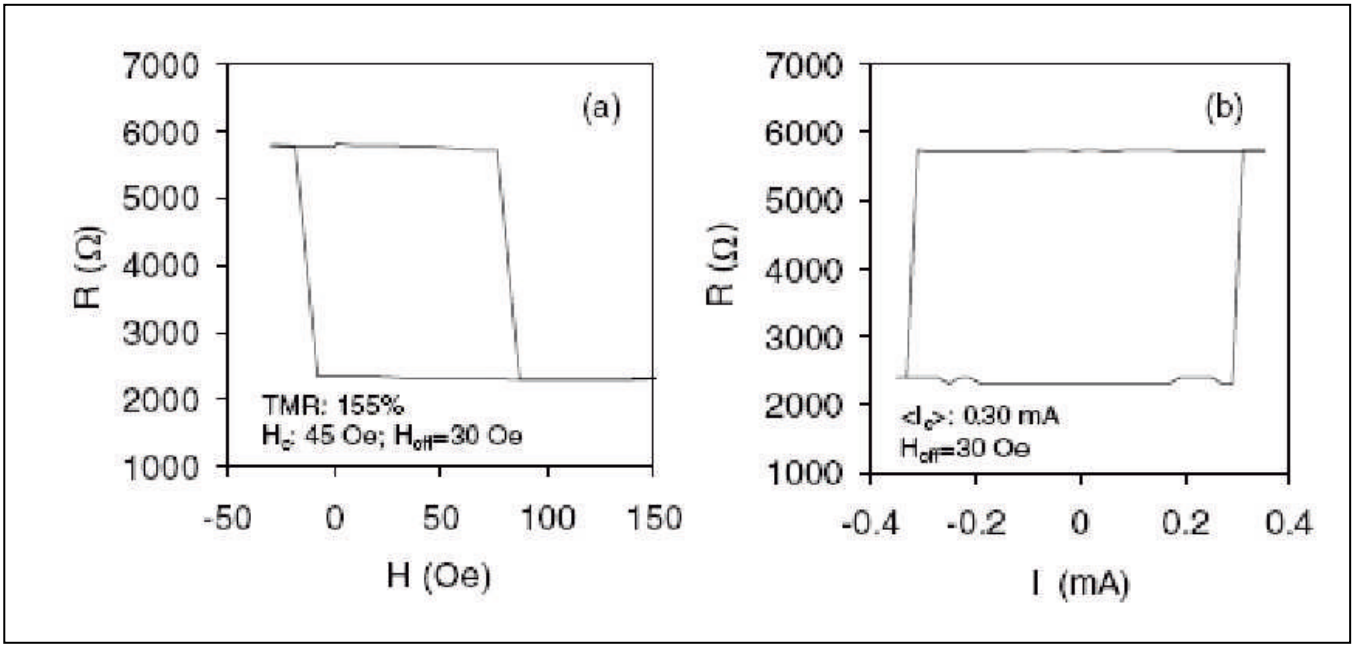

Рис. 7. Петля полевого и токового гистерезиса в магнитном туннельном контакте на основе MgO. Размеры контакта 125×220 нм² и усредненное значение плотности тока $<J_{c0}>=2{,}2\cdot10^6$ А см$^{-2}$ [58].

Таблица

Сравнение различных видов ОЗУ

	SRAM	DRAM	Flash (NOR)	Flash (NAND)	FeRAM	**MRAM**	PRAM	RRAM	STT-RAM
Энерго- независимость	Нет	Нет	Да	Да	Да	**Да**	Да	Да	Да
Размер ячейки (F^2)	50…120	6…10	10	5	15…34	**16…40**	6…12	6…10	6…20
Время чтения, нс	1…100	30	10	50	20…80	**3…20**	20…50	10…50	2…20
Запись/ Удаление, нс	1…100	15	1 мкс/ 10 мс	1 мс/ 0,1 мс	50/50	**3…20**	50/120	10…50	2…20
Количество циклов записи	10^{16}	10^{16}	10^5	10^5	10^{12}	**$>10^{15}$**	10^8	10^8	$>10^{15}$
Энергия записи	низкая	низкая	очень высокая	очень высокая	низкая	**высокая**	низкая	низкая	низкая
Другое потребление энергии	Ток утечки	Ток обновления	Нет	Нет	Нет	**Нет**	Нет	Нет	Нет
Требование высокого напряжения, В	Нет	3	6…8	16…20	2…3	**3**	1,5…3	1,5…3	<1,5
Существующие продукты							Прототипы		

диапазоне от 1 до $5\cdot10^6$ А/см^2 и величиной туннельного магнитосопротивления больше 150 % [59].

Энергонезависимая память MRAM является ведущей среди конкурирующих развивающихся технологий таких, как ферроэлектрическая запись информации (FeRAM), токового изменения фазового состояния (PRAM), претендующей на роль универсальной памяти, способной заменить основные виды полупроводниковых ОЗУ. Этот тип памяти имеет практически неограниченное число циклов перезаписи и перспективы масштабирования менее 10 нм. И когда будет перейден предел $4F^2$ для ячейки памяти, эта технология может заменить существующую КМОП-технологию ФЛЭШ [60] (см. таблицу 1 сравнения различных видов ОЗУ).

3.2. Термостимулированная МОЗУ (ТСМОЗУ)

Другой подход к проблеме снижения критических токов спиновой записи основывается на изменении полей переключения путем нагрева материала. Первая структура ТСМОЗУ была предложена Даутоном и коллегами [61]. Предложенная ячейка содержит нагревающий элемент, МОЗУ бит и ортогональную токовую шину, которая образует поле и определяет состояние бита. Нагревательный элемент находится над тонким слоем диэлектрика, нанесенного на кремниевую подложку, которая служит тепловой раковиной. Электрический ток повышает температуру нагревающего элемента немного выше точки Кюри. Намагниченность ферромагнетика очень быстро переключается при температуре чуть ниже точки Кюри.

Следующая конструкция ТСМОЗУ содержит немного измененный столбик магнитного туннельного перехода. Ячейка нагревается за счет протекания тока через структуру перехода в режиме записи. Инжектируемые через туннельный барьер электроны, тормозятся излучением фононов и магнонов, которые в свою очередь нагревают запоминающий слой. Когда этот слой нагревается до температуры близкой к температуре Кюри, намагниченность в ферромагнитном слое может быть перевернута небольшим полем, создаваемым токовой шиной. Такая схема записи имеет много преимуществ. Первое, ненагретые ячейки не поддаются воздействию поля из-за обменного смещения. Второе, фиксирующий ориентацию намагниченности слой имеет повышенную анизотропию, обусловленную механизмом обменного смещения. Наконец, обменное смещение фиксирующего слоя гарантирует надежную защиту от магнитного стирания информации (память может быть стерта только при совместном воздействии высокой температуры и магнитного поля). Петли гистерезиса смещены относительно нуля из-за обменного смещения, при нулевом поле имеется два различных состояния отвечающим двоичному коду «1» или «0». Операция записи выполнялась 20 наносекундным электрическим импульсом с напряжением 2 В и небольшим полем величиной 20 Э. Для минимизации требуемой мощности при сохранении постоянной величины масштабирования, необходимо добавить тепловые барьеры на каждой стороне ТМП. Такие барьеры, сделанные из материалов с низкой тепловой проводимостью и с достаточно небольшим сопротивлением, очень эффективны в уменьшении тепловой мощности и в ограничении выделяемого тепла в ТМП.

Важно отметить, что мощность становится независимой от размеров, а это является очень важным фактором в будущем масштабировании. В целях предотвращения закручивания намагниченности на краях ячейки в вихрь, соотношение сторон должно быть больше чем 2 для намагниченности в плоскости. Однородную намагниченность можно получить в соединениях редкоземельных

(РЗ) и переходных металлах (ПМ), которые обладают низким значением намагниченности насыщения. Поскольку коэрцитивность РЗ-ПМ сплавов сильно зависит от температуры, ячейки МОЗУ, составленные из РЗ-ПМ сплавов могут обладать высокой коэрцитивностью с устойчивой доменной структурой при комнатной температуре, между тем малое поле переключения может быть достигнуто путем термостимулированной записи. Намагниченность свободного слоя пленок с гигантским магнитосопротивлением (ГМР-пленок), составленных из РЗ-ПМ сплавов с перпендикулярной намагниченностью может быть переключено полем в 10 Э при помощи нагрева свободного слоя выше точки Кюри.

Термостимулированный подход является очень перспективным в конструировании МОЗУ, т.к. решает большинство существующих на данный момент проблем (селективность записи, потребляемая мощность, термостойкость) при этом предлагая полную масштабируемость до 65 нм. Несмотря на множество плюсов ТСМОЗУ, все еще остаются открытые проблемы, прежде всего это касается плотности записи информации. При полевом переключении мы упираемся в упомянутый ранее предел размера одной ячейки (65 нм). При этом технология флеш уже сейчас изготавливает устройства с размером ячейки равным десяткам нанометров. Решением этой проблемы служит новый метод перезаписи магнитной памяти с использованием вращающего момента, вызванного эффектом переноса спина. При таком подходе нам не требуется магнитное поле, а отдельные ячейки переключаются спин-поляризованным током. Так как именно тот факт, что при дальнейшем уменьшении размера поле будет переключать не только нужную, но и соседнюю ячейку, и ограничивает размер ячейки полевой MRAM, мы полностью избавляемся от этой проблемы при переходе на токовое переключение. Стоит отметить, что для MRAM с таким принципом работы единственным ограничением по плотности записи информации являются возможности современной литографии.

3.3. Микромагнитная модель термостимулированного переключения на основе уравнения Ландау–Лифшица–Блоха

Как уже было описано ранее, термостимулированная магнитная память с произвольным доступом (ТС МОЗУ) является одной из наиболее перспективных технологий в этой области и претендует на роль универсальной памяти. Естественным и весьма эффективным методом исследования магнитных структур сложной формы является микромагнитное моделирование. Как правило, в основу расчетных алгоритмов ложится уравнение Ландау–Лифшица–Гильберта (ЛЛГ), описывающее затухающую прецессию магнитных моментов в эффективном поле:

$$\dot{\mathbf{M}} = -\gamma\left[\mathbf{M}, \mathbf{H}_{\mathbf{eff}}\right] - \frac{\gamma\alpha}{M_S}\left[\mathbf{M}, \left[\mathbf{M}, \mathbf{H}_{\mathbf{eff}}\right]\right] + \mathbf{F}_{S.T.},$$

где α – параметр затухания; γ – гиромагнитное отношение; $\mathbf{H}_{\mathrm{eff}}$ – эффективное поле; $\mathbf{F}_{\mathrm{S.T.}}$ – вращающий момент, вызванный эффектом переноса спина.

При этом характерный масштаб одной счетной ячейки – это единицы нанометров. Отсюда сразу следует, что одна счетная ячейка содержит целую группу атомов, а значит, моделируемый магнитный момент является не истинным элементарным моментом, а усредненным по небольшому объему (по одной ячейке). Данный факт является основной отличительной чертой микромагнитного моделирования. Однако, несмотря на такое усреднение, результаты, полученные микромагнитным моделированием, не уступают в точности атомистическим расчетам, но требуют существенно меньшего счетного времени. Все это позволяет выбрать микромагнитный подход, как основной инструмент моделирования переключения ячейки магнитной памяти. Однако принцип работы ТС МОЗУ основан на разогреве магнитной среды (вплоть до температуры Кюри). Этот факт накладывает существенное ограничение на использование стандартных алгоритмов на основе уравнения ЛЛГ. Действительно, в данном уравнении присутствует только поперечная релаксация. Это в свою очередь значит, что магнитный момент одной ячейки может менять только направление, но не свой модуль. Такое поведение соответствует действительности при температурах значительно более низких, чем температура Кюри. При температурах же близких к последней, величина магнитного момента ячейки, очевидно, будет существенно убывать (практически до нуля при температуре Кюри и нулевом внешнем поле). При этом даже добавление в ЛЛГ дополнительных случайных температурных полей, которые позволяют эффективно описывать температурную динамику вдали от температуры Кюри, не в состоянии обеспечить верное описание процессов перемагничивания непосредственно вблизи фазового перехода (а именно эта область интересна для разработки ТС МОЗУ).

Естественным решением поставленной проблемы может служить дополнительная продольная релаксация, которая принимается во внимание в уравнении Ландау–Лифшица–Блоха [62]:

$$\dot{\mathbf{m}} = -\gamma\left[\mathbf{m}, \mathbf{H}_{\mathbf{eff}}\right] - \frac{\gamma\alpha_{\perp}}{|\mathbf{m}|^2}\left[\mathbf{m}, \left[\mathbf{m}, \left(\mathbf{H}_{\mathbf{eff}} + \zeta_{\perp}\right)\right]\right] +$$

$$+\mathbf{F}_{S.T.} + \left(\frac{\gamma\alpha_{\parallel}}{|\mathbf{m}|^2}\left(\mathbf{m}, \left(\mathbf{H}_{\mathbf{eff}} + \zeta_{\parallel}\right)\right)\right)\mathbf{m},$$

где параметры затухания и эффективное поле зависят от температуры, а также имеется дополнительная энтропийная добавка в эффективном поле, ζ – случайное термическое поле. Данное уравнение очевидным образом способно описывать изменение модуля вектора намагниченности. При этом при нулевой температуре оно автоматически переходит в уравнения ЛЛГ.

Рассмотрим некоторые результаты, полученные с использованием этого подхода различными группами. Как уже было сказано, данное уравнение позволяет полностью учитывать температурное воздействие вплоть до температуры Кюри. Зависимость спонтанной намагниченности от температуры в сравнении с теоретической зависимостью, полученная в работе [63], приведена на рисунке 8.

Из данного результата можно сделать вывод, что уравнение ЛЛБ успешно справляется с задачей описания температурного поведения магнитных материалов вплоть до температуры Кюри. Стоит отметить, что некое воздействие на результат оказывает размер расчетной сетки. Это вызвано тем, что мы рассчитываем среднюю равновесную намагниченность каждой ячейки (она присутствует в эффективном поле) в приближении среднего поля, а оно работает тем лучше, чем больше размер этой ячейки. Однако уже для размера ячейки порядка 3 нм имеется хорошее соответствие реальной температурной динамики. При этом данный шаг сетки позволяет наблюдать все возможные магнитные конфигурации (т.к. характерная обменная длина имеет значение порядка 7 нм).

Другим интересным примером, демонстрирующим широчайшие возможности уравнения ЛЛБ, является исследование переключения намагниченности под действием коротких лазерных импульсов в пикосекундном диапазоне. На рисунке 9 приведено сравнение экспериментальных [64] и численных [63] результатов. Из данных графиков видно, что уравнение ЛЛБ демонстрирует хорошие

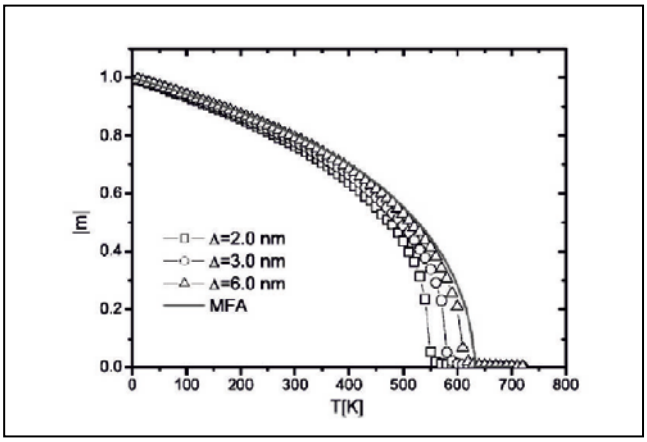

Рис. 8. Зависимость спонтанной намагниченности m от температуры T для различных размеров расчетной сетки (MFA – mean field approximation).

результаты даже при очень быстрой (до пикосекундной) динамике температуры.

Исходя из этих результатов можно утверждать, что уравнение ЛЛБ действительно является надежным и корректным методом моделирования термостимулированной динамики намагниченности.

Заключение

Спин-зависимые явления могут служить основой для создания энергонезависимой памяти и СВЧ устройств. Для практической реализации таких устройств необходимо решить ряд задач, связанных с требованиями снижения пороговых токов переключения спинов и автогенерации, повышения мощности и добротности микроволновых автоколебаний, поиска технологичных конструкций спинтронных устройств. Для решения этих задач исключительно важным является развитие методов математического моделирования и их приложения в спинтронике. Метод макроспинового приближения в сочетании с микромагнитным моделированием является весьма эффективным инструментом для дизайна магнитной оперативной памяти. Важной задачей спинтроники является изучение характера передачи неравновесного спин-поляризованного тока в конкретных мезоскопических структурах таких, как туннельные спин-вентильные контакты и наностолбики, содержащие несколько магнитных, проводящих и изолирующих слоев.

Здесь достигнуты впечатляющие результаты по созданию полевой и спин-токовой энергонезависимой памяти на ГМС. Перспектива развития этого направления работ связывается с созданием универсальной энергонезависимой памяти с использованием термоассистированных ячеек МОЗУ (TA-MRAM) и на эффекте переноса спина (STT-MRAM). Возникают возможности объединения МОЗУ и магнитной логики, которые открывают перспективу совершенно новых подходов в организации архитектуры вычислительных устройств и их вычислительных способностей. Представляет также интерес возможность использования в качестве спинового поляризатора автоэмиссионных магнитных катодов, обладающих спинполяризующей способностью. Для создания подобного автоэмиттера можно использовать разработанную технологию магнитных зондов для АСМ/МСМ микроскопии. Характерные токи автоэмиссии лежат в области пороговых значений спин-транспортных переключений спин-вентильных наностолбчатых структур и поэтому могут использоваться для переключения состояний магнитных наноразмерных элементов. Создание многозондовых картриджей со спин-поляризующими автоэмиссионными наконечниками может послужить основой для разработки нового типа сверхплотной магнитной памяти

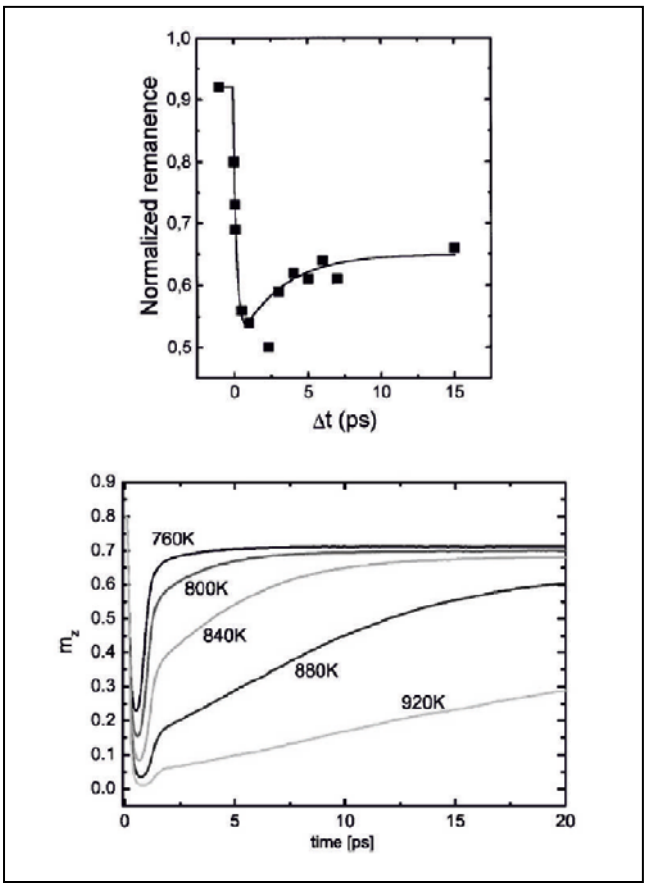

Рис. 9. Пикосекундная динамика намагниченности под действием лазерного импульса

с токовой записью, сочетающей элементы микромеханики и спинтроники. Наряду с явлениями спинзависимого баллистического и диффузионного переноса спинов в туннельных гетероструктурах с гигантским эффектом магнитосопротивления большой интерес представляют также исследования спин-орбитального механизма передачи вращательного момента (механизма Рашбы) и создания нового поколения спинтронных устройств на их основе.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках ГК №№ 16.513.11.3143, 14.527.11.0003, 16.522.11.7011.

Контактная информация:
E-mail: konstantin.zvezdin@gmail.com

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Zutic I., Fabian J.* Das Sarma S. Spintronics: Fundamentals and applications // Rev. Mod. Phys. 2004. Vol. 76.
2. *Maekawa Ed.S.* Concepts in Spin Electronics. Oxford: Oxford University Press, G.B., 2008.
3. *Ферт А.* Происхождение, развитие и перспективы спинтроники // УФН. 2008. Т. 178 №. 12.
4. *Звездин А.К., Хвальковский А.В.* Обобщенное уравнение Ландау–Лифшица и процессы переноса спинового момента в магнитных наноструктурах // УФН. 2008. Т. 178. № 4.
5. *Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Панас А.И., Эпштейн Э.М.* Спинтроника: обменное переключение ферромагнитных металлических переходов при малой плотности тока // УФН. 2009. Т. 179. № 4.
6. *Slonczewski J.C.* Current-driven excitation of magnetic multilayers // J. Magn. Magn. Mater. 1996. Vol. 159.
7. *Berger L.* Emission of spin waves by a magnetic multilayers traversed by a current // Phys. Rev. B. 1996. Vol. 54. № 13.
8. *Tserkovnyak Y., Brataas A., Bauer G.E.W.* Nonlocal magnetization dynamics in ferromagnetic heterostructures // Rev. Mod. Phys. 2005. Vol. 77. № 4.
9. *Tsoi M., Jansen A.G.M., Bass J.* Excitation of a magnetic multilayer by an electric current // Phys. Rev. Lett. 1998. Vol. 80. № 19.
10. *Katine J.A., Albert F.J., Buhrman R.A.* et al. Current-driven magnetization reversal and spin-wave excitations in Co/Cu/Co pillars // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 84. № 14.
11. *Kiselev S.I., Sankey J.C., Krivorotov I.N., Emley N.C.* Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current // Nature. 2003. Vol. 425.
12. *Grollier J., Cros V., Hamzic A.* et al. Spin-polarized current induced switching in Co/Cu/Co pillars // Appl. Phys. Lett. 2001. Vol. 78. № 23.
13. *Chappert C., Fert A., Van Dau F.N.* The emergence of spin electronics in data storage // Nature Materials. 2007. Vol. 6.
14. *Huai Y.* Spin-Transfer Torque MRAM (STT-MRAM) // Challenges and Prospects AAPPS Bulletin. 2008. Vol. 18. № 6.
15. *Houssameddine D., Ebels U., Rodmacq B.* et al. Spin-torque oscillator using a perpendicular polarizer and a planar free layer // Nature Materials. 2007. Vol. 6.
16. *Dussaux A., Georges B., Grollier J.* Large microwave generation from d.c. driven magnetic vortex oscillators in magnetic tunnel junction // Nature Communications. 2010. Vol. 4.
17. *Slavin A.N., Tiberkevich V.S.* Theory of mutual phase locking of spin-torque nanosized oscillators // Phys. Rev. B. 2006. Vol. 74. № 10.
18. *Cyrille P., Viala M.-C., Delaet B., Villard P.* GHz Spintronics -Based RF Oscillator // IEEE Journal of solid-state circuits. 2010. Vol. 45. № 1.
19. *Slonczewski J.C.* Currents and torques in metallic magnetic multilayers // JMMM. 2002. Vol. 247. № 3.
20. *Heide C., Zilberman P.E., Elliott R.J.* Modelling spin transfer torque and magnetoresistance in magnetic multilayers // Phys. Rev. B. 2001. Vol. 63.
21. *D.C. & Styles, M. D.* Spin transfer torques // J. Magn. Magn. Mater. 2008. Vol. 320.
22. *Manchon, Ryzhanova N., Strelkov N.* et al. // J. Phys.: Condens. Matter. 2007. Vol. 19. № 16.
23. *Chishev M., Theodonis I., Kalitsov A.* et al. Voltage dependence of spin transfer in magnetic torque in magnetic tunnel junction // IEEE Trans. Magn. 2008. Vol. 44.
24. *Zhang X-G., Butler W.H.* Band structure, evanescent states, and transport in spin tunnel junctions // J. Phys. Cond. Matter. 2003. Vol. 15. № 41.
25. *Shpiro, Levy P.M., Zhang Sh.* A self consistent treatment of non-equilibrium spin torques in magnetic multilayers // Physical Review B. 2003. Vol. 67.
26. *Gabriela Herzog.* Heat assisted spin-transfer torque manipulation on the nanoscale using a spin-polarized scanning tunneling microscope. Thesis. Universität Hamburg, 2011.
27. *Wang X., Manchon A.* Diffusive Spin Dynamics in Ferromagnetic Thin Films with a Rashba Interaction // Phys. Rev. Lett. 2012. Vol. 108.
28. *Consolo G., Finocchio G., Lopez-Diaz L., Azzerboni B.* Numerical analysis of the nonlinear excitation of subcritical

spin-wave modes within a micromagnetic framework // IEEE Trans. Magn. 2009. Vol. 45.
29. *Корнеев В.И., Попков А.Ф., Чиненков М.Ю.* Стационарные состояния намагниченности тонкого магнитного слоя наностолбчатой многослойной структуры при действии спин-поляризованного тока и магнитного поля // ФТТ. 2009. Т. 51. Вып. 1.
30. *Попков А.Ф., Корнеев В.И., Чиненков М.Ю.* Особенности уширения спектральной линии спиновых автоколебаний в наностолбчатой магнитной структуре при вариации магнитного поля и тока // Известия РАН. Серия Физическая. 2011. Т. 75. № 2.
31. *He P.-B., Wang R.-X., Li Z.-D.* et al. Current-driven magnetization dynamics in magnetic trilayers with a tilted spin polarizer // Eur.Phys. J. B. 2010. Vol. 73. № 3.
32. *Berkov D.V., Miltat J.* Spin-Torque Driven Magnetization Dynamics: Micromagnetic Modelling // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2008. Vol. 320. № 7.
33. *Consolo G., Azzerboni B., Lopez-Diaz L., Torres L.* Micromagnetic Modeling of Magnetization Dynamics Driven by Spin-Polarized Current: Analysis of Nonconfined Systems // Chemistry and material science. Magnetic nanostructures in modern technology. 2008.
34. *Bonin R., Bertotti G., Bortolotti P.* et al. Analytical study of synchronization in spin-transfer-driven magnetization dynamics // Journal of Physics: Conference Series. 2010. Vol. 200.
35. *Bertotti G., Mayergoyz I.D., Serpico C.* et al. Nonlinear-Dynamical-System Approach to Microwave-Assisted Magnetization Dynamics // Journal of Applied Physics. 2009. Vol. 105.
36. *d'Aquino M., Serpico C., Bonin R.* et al. Micromagnetic analysis of injection locking in spin-transfer nano-oscillators // Physical Review B. 2010. Vol. 82.
37. *Ирхин В.Ю., Ирхин Ю.П.* Электронная структура, физические свойства и корреляционные эффекты в d- и f-металлах и их соединениях. Екатеринбург: УРО РАН, 2008.
38. *Campbell I.A., Fert A.* Transport properties of ferromagnets // Ferromagnetic materials, Ed. P. Wohlfahrth, North-Holland. 1982. Vol. 3.
39. *Stiles M.D., Zangwill A.* Anatomy of Spin-Transfer Torque // Physical Review B. 2002. Vol. 66.
40. *Johnson M., Silsbee R.H.* Thermodynamic analysis of interfacial transport and of the thermomagnetoelectric system // Phys.Rev.B. 1987. Vol. 35.
41. *Johnson M.* Bipolar Spin Switch // Science. 1993. Vol. 260.
42. *P.C.van Son, H.van Kempen, P. Wyder.* Boundary resistance of the ferromagnetic-nonferromagnetic metal interface // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 58.
43. *Valet T., Fert A.* Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers // Phys. Rev. B. 1993. Vol. 48.
44. *Rashba E.I.* Theory of electric spin injection: Tunnel contacts as a solution of the conductivity mismatch problem // Phys. Rev. B. 2000. Vol. 62.
45. *Zvezdin A.K., Zvezdin K.A.* Bulletin of the Lebedev Physics Institute (RAS). 2002. № 8.
46. *Бычков Ю.А., Мельников В.И., Рашба Э.И.* Влияние спин-орбитального взаимодействия на спектр 2D-электронов в наклонном магнитном поле // ЖЭТФ. 1990. Vol. 98. Вып. 2.
47. *Bychkov Yu.A., Rashba E.I.* Oscillatory effects and the magnetic susceptibility of carriers in inversion layers // J. Phys. C. 1984. Vol. 17. № 33.
48. *Bussman K., Prinz G.A., Cheng S.-F., Wang D.* Switching of vertical giant magnetoresistance devices by current through the device // Appl. Phys. Lett. 1999. Vol. 75. № 16.
49. *Bazaliy Ya.B., Jones B.A., Zhang S.C.* J. Towards metallic magnetic memory: How to interpret experimental results on magnetic switching induced by spin-polarized currents // Appl. Phys. 2001. Vol. 89.
50. *Хвальковский А.В.* Магнитные свойства и транспорт спин-поляризованных электронов в магнитных наноструктурах с доменными границами. Кандидатская диссерт. на соиск. уч. ст. канд. физ.-мат. наук, институт Общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 2006.
51. *Acremann Y , Strachan J.P., Chembrolu V.* et al.Time-resolved imaging of spin transfer switching: beyond the macrospin concept // Phys. Rev. Lett. 2006. Vol. 96.
52. *Krivorotov I.N., Berkov D.V., Gorn N.L.* et al. Large-amplitude coherent spin waves excited by spin-polarized current in nanoscale spin valves // Phys. Rev. B. 2007. Vol. 76.
53. *Miltat J., Albuquerque G., Thiaville A.* et al. Spin transfer into an inhomogeneous magnetization distribution // J. Appl. Phys. 2001. Vol. 89.
54. *Ralph D.C., Buhrman R.A.* Concepts in Spin Electronics / Ed. by S. Maekawa, USA: Oxford Univ. Press, 2006.
55. *Grollier J., Cross V., Jaffres H.* et al. Field dependence of magnetization reversal by spin transfer // Phys. Rev. B. 2003. Vol. 67.
56. *Ikeda S., Hayakawa J., Ashizawa Y.* et al. Tunnel magnetoresistance of 604 % at 300 K by suppression of Ta diffusion in CoFeB/MgO/CoFeB pseudo-spin-valves annealed at high temperature // Appl. Phys. Lett. 2008. Vol. 93. № 8.
57. URL: http://www.everspin.com.
58. *Huai Y. Apalkov D. Diao Z, Ding Y. Panchula A., Pakala M. Wang L-C and Chen E.* Structure, Materials and Shape Optimization of Magnetic Tunnel Junction Devices: Spin-Transfer Switching Current Reduction for Future Magnetoresistive Random Access Memory Application // Japan. J. Appl. Phys. 2008. Vol. 45.
59. *Chen E., Apalkov D., Diao Z.* et al. Advances and Future Prospects of Spin-Transfer Torque Random Access Memory // IEEE Transactions on magnetics. 2010. Vol. 46. № 6.
60. *Wolf S.A., Jiwei Lu, Stan M.R.* et al. The Promise of Nanomagnetics and Spintronics for Future Logic and Universal Memory // Proceedings of the IEEE. 2010. Vol. 98. № 12.
61. *Daughton J.M., Pohm A.V.* Design of Curie point written magnetoresistance random access memory cells // JAP. 2003. Vol. 93.
62. *Garanin D.A.* Fokker-Planck and Landau-Lifshitz-Bloch equations for classical ferromagnets // Phys. Rev. B. 1997. Vol. 55. № 5.
63. *Atxitia U., Chubykalo-Fesenko O., Kazantseva N.* et al. Micromagnetic modeling of laser-induced magnetization dynamics using the Landau-Lifshitz-Bloch equation // APL. 2007. Vol. 91.
64. *Beaurepaire E., Merle J.-C., Daunois A., Bigot J.-Y.* Ultrafast Spin Dynamics in Ferromagnetic Nickel // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 76.

Статья поступила в редакцию 30.05.2012.