НАНОМАТЕРИАЛЫ И НАНОТЕХНОЛОГИИ

[1] К.А. ЗВЕЗДИН, [2),3)] М.Ю. ЧИНЕНКОВ,
[1),2)] А.Ф. ПОПКОВ, [2),3)] Н.А. ДЮЖЕВ, [1] А.К. ЗВЕЗДИН
[1] Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова 38, Москва, 119991
[2] Национальный исследовательский университет МИЭТ, Москва, 124498
[3] ЗАО «Зеленоградский нанотехнологический центр» (ЗАО «ЗНТЦ»), Москва, 124498

СПИНОВЫЙ ТРАНСПОРТ И ПЕРСПЕКТИВА СПИНТРОННЫХ НАНООСЦИЛЛЯТОРОВ

Эта статья представляет собой вторую часть обзора, посвященного проблемам переноса спинового момента и его практическим применениям в наноэлектронике. В первой части обзора [1] рассмотрены физические основы этого нового физического процесса и его приложения для развития магнитной оперативной памяти. Настоящая статья посвящена вопросам, связанным с генерацией автоколебаний в магнитных наноструктурах под действием спин-поляризованного тока, и основанным на этом эффекте спин-трансферным наноразмерным осцилляторам. Ширина линии однородной осцилляции остается проблемой. В настоящее время разрабатываются вихревые наногенераторы. Они обладают значительно более узкой линией и более высокой мощностью.

[1] K.A. ZVEZDIN, [2),3)] M.Yu. CHINENKOV,
[1),2)] A.F. POPKOV, [2),3)] N.A. DYUZHEV, [1] A.K. ZVEZDIN
[1] Prokhorov's General Physics Institute of RAS, Vavilov Street 38, Moscow, 119991
[2] National Research University of Electronic Technology MIET, Moscow, 124498
[3] JSC «Zelenograd nanotechnology center», Moscow, 124498

SPIN TRANSPORT AND THE POSSIBILITIES OF SPIN NANOOSCILLATORS

This article is the second part of the review on the problems of spin transfer and its practical applications in nanoelectronics. In the first part of the review [1] the physical basis of this new physical process and its application for the development of magnetic memory are discussed. This paper is devoted to issues related to the generation of autooscillations in magnetic nanostructures under the influence of spin-polarized current and based on this effect the spin-transfer nanooscillators. The line width of homogeneous oscillations remains a problem. Being developed vortex nanogenerators. They have a much more narrow line and higher power.

Ключевые слова: спиновый транспорт, спинтронный наногенератор, спин-вентильная наноструктура, магнитодинамика.
Key words: spin-polarized transport, spintronic nanogenerator, spin-valve nanostructure, magnetodynamics.

1. Введение

До недавнего времени считалось, что единственным способом воздействия на магнитную структуру материала является действие магнитного поля. Например, под переключением магнитного элемента с помощью электрического тока понималась такая ситуация, когда текущий по проводникам ток индуцирует вихревое магнитное поле, действие которого на магнитный элемент способно его перемагнитить. Однако сравнительно недавно было предсказано [2, 3], и затем экспериментально подтверждено [4…9], что в магнитных наноструктурах между током и намагниченностью может возникнуть прямое (контактное) взаимодействие, которое также способно привести к процессам перемагничивания и более сложным воздействиям на динамику спинов в магнитных материалах. Эти воздействия имеют квантовую природу и представляют собой несомненный фундаментальный интерес. Интерес к спиновому транспорту также стимулируется успехами и проблемами в области создания элементов магнитной памяти MRAM [10, 11], магнитных логических элементов [12] и новых методов генерации электромагнитных колебаний [13]. Эксперименты по прямому переключению магнитных наноструктур электрическим током при помощи переноса спинового момента описаны и проанализированы в первой части обзора [1]. Другим важным экспериментальным подтверждением переноса спина является возбуждение осцилляций в трехслойной спин-вентильной наноструктуре. Этот режим, как правило, осуществляется при приложении к системе магнитного поля. 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) [14…16]. Индуцированное поляризованным током возбуждение магнитной структуры происходит при плотностях тока порядка 10^7 А/см^2. При этом угол между намагниченностями двух магнитных слоев периодически изменяется во время прецессии, поэтому сопротивление трехслойной структуры осциллирует во времени, что вызывает колебания тока и напряжения во внешней цепи в микроволновом диапазоне.

Системы, в которых таким образом возбуждается прецессия намагниченности, называются осцилляторами на основе переноса спина (или spin transfer nanooscillators (STNO)). Геометрические размеры подобных систем обычно находятся в нанометровом масштабе, поэтому в названии используется приставка «нано». Частота осцилляций в подобных трехслойных системах зависит от приложенного поля и тока. Такой осциллятор при определенных условиях может иметь достаточно узкую ширину линии. Поэтому эти устройства вызывают большой интерес с точки зрения приложений в телекоммуникациях, где большими темпами растет спрос на эффективные, интегрируемые и перестраиваемые по частоте осцилляторы.

Существует два типа STNO: однородные и вихревые. В первых, однородных, предполагается, что магнитная структура всех слоев наноосциллятора в исходном (не рабочем) состоянии является однородной (точнее – квазиоднородной; некоторые отклонения от однородности за счет магнитостатического взаимодействия допускаются). Именно они являются основным предметом описания в данной статье. Такие наноосцилляторы работают в области частот 4…30 МГц, могут развивать мощность до 1 мкВт; однако у них остается ряд проблем, главная из которых – недостаточно малая для некоторых приложений ширина линии.

Вихревые наноосцилляторы характеризуются тем, что их магнитные слои (один или два) содержат магнитные вихри, динамика которых и обеспечивает микроволновые колебания [13].

Вихревые наноосцилляторы обладают мощностью порядка 1 мкВт и узкой шириной линии (менее 1 МГц), обычно меньшей частотой излучения, чем однородные STNO. Вихревые STNO будут рассмотрены в отдельной публикации.

1. Эффект переноса спина и генерация микроволновых колебаний в спин-вентильной наноструктуре

1.1. Основные эксперименты

В статьях [14…16] экспериментально было показано, что при определенных условиях (т.е. при достаточно больших величинах приложенного магнитного поля (порядка кЭ) и плотности тока) спин-поляризованный ток вызывает стационарную прецессию намагниченности в ГГц диапазоне. Такая стационарная динамика может быть получена в типичном трехслойном наноконтакте (наностолбике), состоящем из двух магнитных слоев разделенных немагнитной прослойкой. Особенно сильный эффект достигается в туннельной магнитной структуре с диэлектрической туннельной прослойкой из оксида магния. В подобной магнитной гетероструктуре эффект гигантского магнитосопротивления может достигать 600 % при комнатной температуре. На выходе электрической цепи спинового вентиля в условиях индуцированной спин-поляризованным током прецессии спинов возникает микроволновый сигнал в гигагерцовом диапазоне [14].

На рисунке 1*а* приведен пример структуры металлического наностолбчатого спинового генератора, основанного на переносе вращательного момента. Подобные наноконтакты (наностолбики) демонстрируют возможность возбуждения и перестройки током микроволновой генерации в гигагерцовом диапазоне (рис. 1).

Токовая зависимость частоты генерации, добротность и мощность спиновых осцилляций, а также другие сопутствующие вопросы будут детально рассмотрены далее после обсуждения нелинейной динамики системы, а сейчас мы ограничимся порядковыми оценками.

Порядок величины частоты осцилляций можно определить как $f \sim \gamma \cdot H_{\text{eff}}/2\pi \sim 0{,}5\ldots30$ ГГц, где H_{eff} включает в себя внешнее поле, магнитостатическое поле и поле магнитной анизотропии свободного слоя. Мощность осциллятора зависит в первую очередь от величины магнитосопротивления спин-вентильной структуры и изменяется в пределах от сотен пВт до десятков мВт.

1.2. Физический механизм и математические модели спин-трансферных наноосцилляторов. От модели макроспина к микромагнитному моделированию

Как отмечено ранее спиновый ток может создавать неустойчивость в незакрепленном магнитном слое. Можно сказать, что действие тока в этом случае сводится к возникновению в слое дополнительного затухания, знак которого зависит от направления тока. При достаточной плотности тока затухание может стать отрицательным, тогда текущее положение равновесия становится неустойчивым, в результате чего в достаточно большом постоянном поле (порядка 1000 Э) возникает прецессия намагниченности слоя. Этот процесс весьма близок тому, который реализуется в известном осцилляторе Ван-дер–Поля (см., например, [17]). Основным свойством обобщенных уравнений Ландау–Лифшица (см. (13) в [1] или (1) далее) в этом контексте является наличие предельного цикла, характеризующего прецессию спинов и возникающего в системе в результате бифуркации типа Андронова–Хопфа. Относящиеся к этому математические вопросы будут подробно рассмотрены далее, а сейчас рассмотрим на качественном уровне физические механизмы, происходящие в спин-вентильной наноструктуре под действием спин-поляризованного тока (рис. 2).

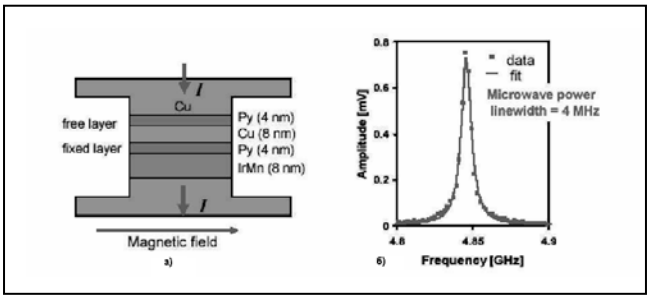

Рис. 1. а) – спин-вентильная наноструктура (схематически) в магнитном поле (порядка кЭ); б) – характерный вид частотной зависимости сигнала во внешней цепи, генерируемого за счет эффекта гигантского магнитосопротивления [14].

При H=0 в системе имеются два одинаковых энергетических минимума (или энергетические ямы), между которыми могут происходить переходы под действием спинового тока. По вертикальной оси на этих рисунках отложена энергия, а по горизонтальной угол, определяющий ориентацию намагниченности свободного слоя в его плоскости. Так, левой яме соответствует угол равный 0, а правой π. Энергетические профили, изображенные на рисунке 2*а*, по существу схематически показывают ориентационную зависимость энергии анизотропии в плоскости свободного слоя. На рисунке 2*б* представлена суммарная энергия анизотропии и внешнего магнитного поля. Энергия анизотропии в таковых спин-вентильных структурах имеет, как правило, магнитостатическое происхождение. В магнитном поле равенство на шкале энергий этих энергетических минимумов нарушается, один из них (например, правый, как на рисунке 2) понижается, а другой (левый) постепенно повышается и при некотором критическом поле H_c исчезает, в результате чего динамика системы качественно изменяется. Вместо процессов переключения намагниченности между минимумами, индуцируемыми спиновым вращающим моментом, которые происходят при H=0 и в слабом поле ($H<H_c$), при $H>H_c$ возникает осцилляция (прецессия) намагниченности в магнитном поле.

Перейдем к более подробному рассмотрению нелинейной динамики спин-вентильной наноструктуры, возбуждаемой спин-поляризованным током, в рамках модели макроспина и микромагнитного моделирования.

Обобщенное уравнение Ландау–Лифшица (см. также уравнение (13) из работы [1]), которым описывается явление переноса спина, можно представить в виде:

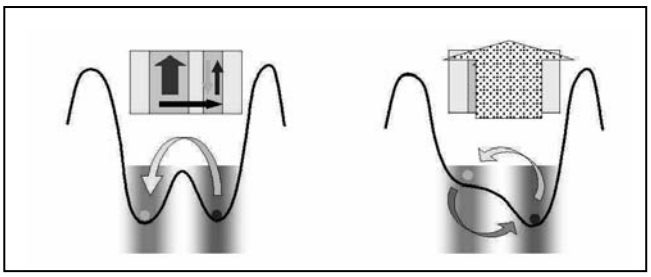

Рис. 2. Схематическое изображение механизмов, происходящих в спин-вентильной наноструктуре под действием спин-поляризационного тока:
а) – переключение элемента;
б) – осцилляции намагниченности в магнитном поле.

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha \mathbf{M} \times \dot{\mathbf{M}} - \\ -\frac{\gamma a_J}{M_s} \mathbf{M} \times \left[\mathbf{M} \times \mathbf{m}_{\text{ref}} \right] - \gamma b_J \mathbf{M} \times \mathbf{m}_{\text{ref}} . \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{m}_{\text{ref}}$ – вектор, параллельный намагниченности слоя-поляризатора (в наших обозначениях $\mathbf{m}_{\text{ref}}=\mathbf{M}_1/M_1$), a_J, b_J – коэффициенты, имеющие размерность поля, они пропорциональны плотности тока J и зависят от параметров материалов и интерфейса. В общем случае они зависят также от взаимного направления $\mathbf{M}$ и $\mathbf{M}_{\text{ref}}$ чем, впрочем, в первом приближении можно пренебречь [18, 19]. В большинстве реальных систем $|b_J|<<|a_J|$. Типичные значения параметров следующие: a_J=10…100 Э при $J=10^7$ А/см^2; $|b_J/a_J|$ порядка 0,1 и при этом a_J и b_J имеют противоположные знаки [20].

Для анализа спиновой динамики в рассматриваемых наноструктурах часто с успехом используется макроспиновое приближение [1]. Действительно, расчеты, сделанные на основе подобного приближения, качественно, а иногда и количественно верно описывают эксперимент. 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. Это же подтверждают расчеты, сделанные с помощью полномасштабного микромагнитного моделирования (например, [23]). 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.

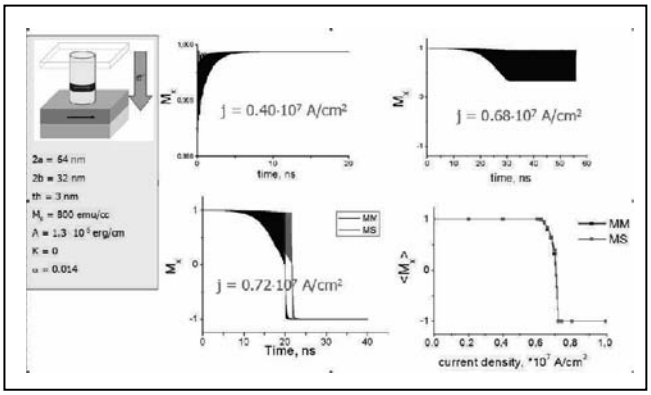

Рис. 3. Характеристики переключения спин-вентильной структуры (см. вставку) спин-поляризованным током; черным цветом отмечены результаты, относящиеся к микромагнитному моделированию, серым – к макроспиновому приближению [24].

Поэтому, мы сначала рассмотрим результаты численных экспериментов, полученных в результате микромагнитного моделирования некоторых характерных наноструктур, выясним на их основе недостатки и границы применимости макроспинового приближения с тем, чтобы после этого перейти к более детальному изложению динамических вопросов на основе модели макроспина.

В работе [24] было проведено моделирование индуцированной током динамики наностолбчатой спин-вентильной наноструктуры (вставка к рис. 3) в микромагнитном и квазимакроспиновом приближениях. Последнее состоит в том, что в микромагнитный расчет вводится дополнительное условие об однородности намагниченности системы. Предполагается, что свободный слой системы представляет собой эллипс с размерами большой и малой полуосей соответственно 32 и 16 нм, толщина его составляет 3 нм. Параметры материала соответствуют пермаллою (намагниченность насыщения M_s=800 э.м.е./см^3, обменная жесткость $A=1{,}3\cdot10^{-6}$ эрг/см, константа анизотропии K=0, параметр затухания Гильберта α=0,014). Для моделирования в макроспиновом приближении была использована схема, которая отличалась от описанной выше только значением обменной жесткости, увеличенной в 16 раз. В этом случае для всех динамических процессов модуль усредненной по всем ячейкам намагниченности отличался от M_s не более чем на 0,2 %, что свидетельствует о высокой степени пространственной однородности намагниченности.

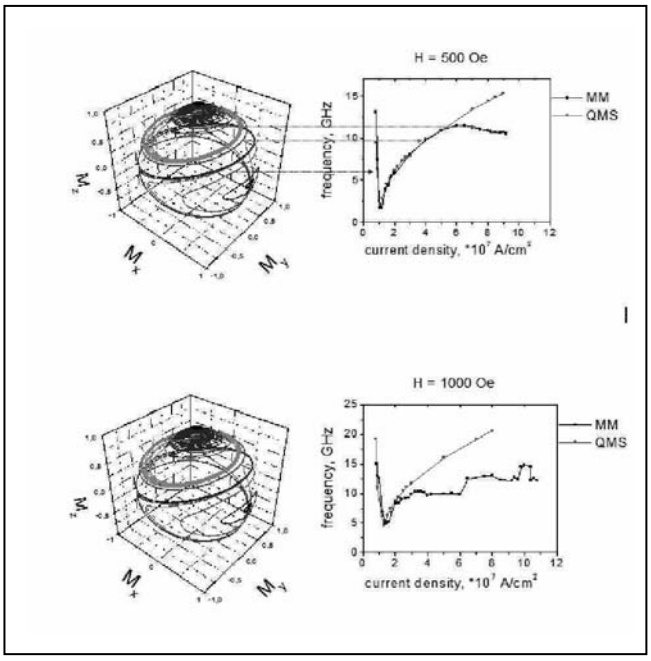

Рис. 4. Траектории намагниченности свободного слоя спин-вентильной структуры, полученные методом микромагнитного моделирования для величины внешнего поля H=500 и 1000 Э

Считалось, что при j=10^7 А/см^2 a_J=100 Э, b_J=0 Э. Моделирование в макроспиновом приближении было проведено путем численного интегрирования уравнения (1) с помощью пакета программ SpinPM. Согласно существующий практике, производился расчет только свободного слоя [23] Считалось, что $\mathbf{m}_{\text{ref}}$ направлен вдоль оси x, вклад вихревого поля тока не учитывался.

Рассмотрим сначала динамику процесса переключения. На рисунке 3 представлены результаты моделирования динамики переключения спин-вентильной наноструктуры.

Сначала была изучено 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 макроспиновом приближении (рис. 3). В работах других авторов также указывалось на то, что экспериментальные данные по величинам токов переключения согласуются с однодоменным приближением. Однако даже для такой малой структуры рассчитанное в макроспиновом приближении время переключения заметно отличалось (было примерно на 10 % больше) от результата микромагнитного приближения, в согласии с экспериментальными результатами [21].

Затем был рассмотрен случай, когда при приложении внешнего магнитного поля в системе возбуждаются осцилляции намагниченности.

На рисунке 4 приведены траектории намагниченности свободного слоя, полученные в микромагнитном приближении для величины внешнего поля H=500 и 1000 Э. Для достаточно малых значений тока эти траектории являются с хорошей точностью периодическими – каждая кривая проходит в малой окрестности точки, из которой она вышла. Однако при некотором критическом значении тока j_{ch} эта периодичность теряется, и траектории приобретают большую степень хаотичности. При этом в системе начинают образовываться существенно неоднородные (многодоменные) состояния, включающие порой вихри или четко определимые доменные стенки (рис. 5).

На рисунке 6 изображены спектры Фурье функции $\langle M_x \rangle(t)$ для квазипериодической (черная кривая) и непериодической (серая кривая) траекторий. Первый представляет собой набор узких пиков, из которых можно выбрать главный пик и набор сателлитов на кратных гармониках. У второго также можно выделить главный пик, однако он является очень широким (ширина пика более 1 ГГц).

Хаотизация траекторий намагниченности системы является не единственным явлением, которое не проявляется в макроспиновом приближении. На рисунке 6 изображены зависимости положения главного спектрального пика f от плотности тока j, полученные в микромагнитном (черная кривая) и макроспиновом приближении (серая кривая). Эти зависимости до некоторого критического значения j_s (≅2,2·10^7 А/см^2 на

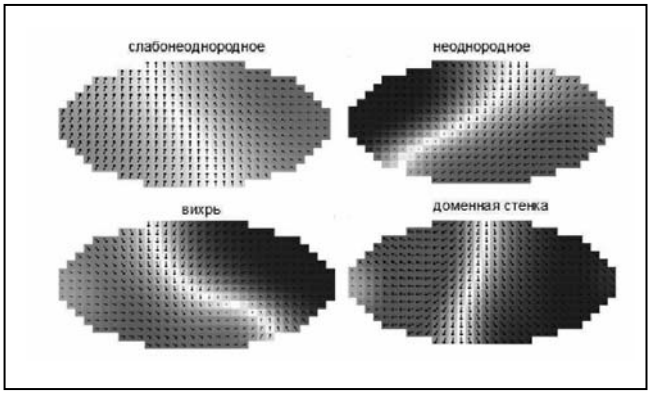

Рис. 5. Характерные распределения спиновой плотности, возникающие в свободном слое спин-вентильной наноструктуры под действием спин-поляризованного тока (слабонеоднородные и неоднородные распределения, вихрь, доменная стенка)

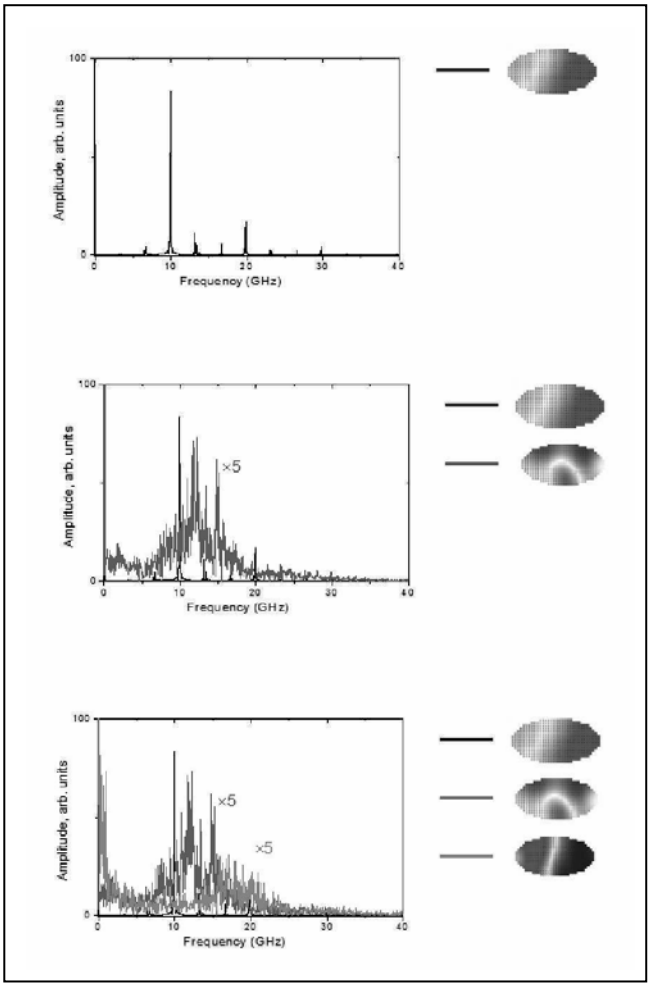

Рис. 6. Спектры осцилляций намагниченности спин-вентильной наноструктуры. Зависимости положения главного спектрального пика f от плотности тока j, полученные в микромагнитном (черная кривая) и макроспиновом приближении (серая кривая)

рис. 6) с хорошей точностью совпадают, а при превышении его начинают существенно отличаться друг от друга. Важно отметить, что в общем случае $j_s<j_{ch}$, и различие между ними может быть достаточно велико (в несколько раз). В интервале $j_s<j<j_{ch}$ в системе возбуждаются неоднородные по пространству спин-волновые моды [21]. Для каждого значения тока, за исключением небольших интервалов j, при которых происходит переход от одной моды к другой, возбуждается только одна мода; траектории намагниченности при этом являются квазипериодическими и спектр представляет собой узкий пик (рис. 7). Для $j>j_{ch}$ в системе возбуждается несколько неоднородных спин-волновых мод со сравнимой амплитудой, взаимодействующих между собой благодаря нелинейности системы; это и обуславливает хаотизацию траекторий движения и уширение спектрального пика. Вся эта информация теряется при рассмотрении системы в модели макроспина.

Таким образом, даже при очень малых размерах свободного слоя, при рассмотрении нелинейной динамики спин-вентильной системы в модели макроспина теряется много важной информации о ее динамических свойствах. В режиме переключения, модель макроспина недостаточно корректно определяет время полного переворота намагниченности. В режиме осцилляций, начиная с некоторого критического значения j, в этой модели некорректно определяется положение спектрального пика, а также, начиная с другого, большего значения j, качественно изменяется вид траекторий движений намагниченности системы.

Тепловые флуктуации спинов и неоднородные моды перемагничивания также могут смещать величины критических токов межмодовых переходов, приводить к слиянию критических линий благодаря тепловому смешиванию стационарных состояний, ограничивать время и область существования когерентной прецессии спинов и др. явлениям [25]. Аналогично увеличение размеров системы и влияние полей Ампера могут приводить к пространственной и временной неустойчивости нелинейных спиновых колебаний, индуцированных переносом спина, вплоть до потери когерентности и возникновения шумового спектра, явлениям захвата частоты спиновых колебаний взаимодействующих магнитных ячеек с различающимися типами прецессии и т.д.

Заключая этот параграф, отметим, что в актуальной области плотностей тока (j<3…5 А/см^2) и поперечных размеров структур модель макроспина является вполне адекватной и весьма эффективной не только для описания процессов переключения спин-вентильной структуры, но и для ее микроволновой спиновой динамики.

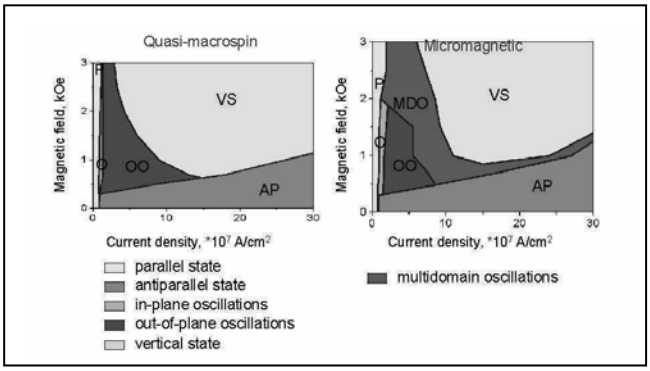

Рис. 7. Фазовые диаграммы спин-вентильной наноструктуры в координатах «магнитное поле–плотность тока», полученные в макроспиновом (а) и микромагнитном (б) приближениях [24].

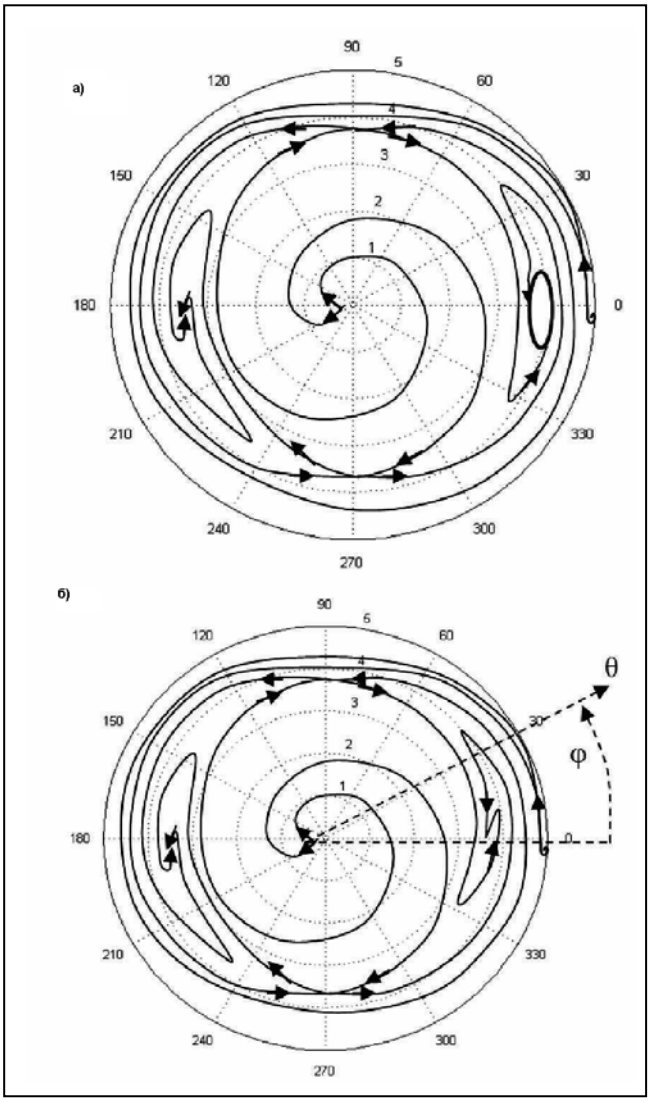

Рис. 8. а) – фазовый портрет системы уравнений (2) при H=0, J=0, показанный на развороте сферической поверхности фазового пространства в полярных координатах r=θ, φ. Цифры 1…5 значения полярного угла θ на сетке в радианах; б) – мягкое рождение цикла из фокуса на линии ($J=J_1$).

1.3. Нелинейная динамика спин-трансферных наноосцилляторов в приближении макроспина. Бифуркации Андронова–Хопфа

Полная диаграмма стационарных состояний уравнения (1) в координатах «плотность тока- магнитное поле» задается бифуркационными линиями рассматриваемой динамической системы [26]. Рассмотрим сначала случай H=0. Анализ показывает, что на фазовой плоскости существует до шести особых точек в зависимости от значений тока, величины и ориентации магнитного поля (рис. 8).

Так, при нулевом токе и в отсутствие магнитного поля имеются два устойчивых фокуса в точках $\mathbf{M}=\pm M\mathbf{s}$, соответствующих координатам ($\theta=\pi/2$, $\varphi=0$) и ($\theta=\pi/2$, $\varphi=\pi$), «северный» и «южный» неустойчивые фокусы в точках ($\theta=0$) и ($\theta=\pi$) и два седла на «экваторе» сферы в точках ($\theta=\pi/2$, $\varphi=\pm\pi/2$). Устойчивые особые точки являются по существу аттракторами для траекторий движения в фазовом пространстве системы. Фазовый портрет определяет области влияния особых точек на траектории движения намагниченности на фазовой плоскости в зависимости от начального состояния системы. В отсутствие магнитного поля наибольшую область устойчивости по токам занимают точки равновесия системы, соответствующие параллельным и антипараллельным состояниям легкого намагничивания $\mathbf{M}=\pm M\mathbf{s}$, т.е. особые точки ($\theta=\pi/2$, $\varphi=0$) и ($\theta=\pi/2$, $\varphi=\pi$). На рисунке 9 показана диаграмма стационарных спиновых состояний в незакрепленном магнитном слое наностолбика при внешнем поле, параллельном легкой оси $\mathbf{H}\|\mathbf{n}$, $\mathbf{s}$, на плоскости нормированных переменных ток-поле. Параметры нормировки: J_0=1,52·10^7 А/см^2, H_0=1000 Э. Линии определяют границы областей, где происходят бифуркационные изменения равновесных состояний в фазовом пространстве спиновой динамической системы: сплошные линии определяют критические токи потери устойчивости равновесных стационарных состояний, штриховыми линиями ограничены области существования устойчивых прецессионных циклов, пунктирными – неустойчивых циклов. Штрихпунктирной линией AA' отмечены значения полей, при которых рассчитаны характерные частоты прецессии.

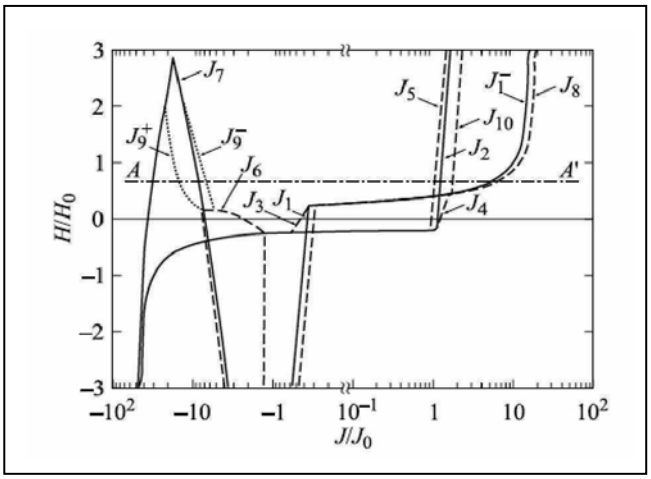

Рис. 9. Диаграмма стационарных спиновых состояний в незакрепленном магнитном слое наностолбика при внешнем магнитном поле, параллельном легкой оси намагничивания, на плоскости параметров ток–поле

Антипараллельное состояние намагниченностей в прилегающих слоях спинового вентиля в отсутствие магнитного поля устойчиво в области $J>J_1$, а параллельное – в области $J<J_2$, где $J_{1,2}=\pm\alpha H_a/G_{1,2}M$. Точки равновесия в окрестности критических линий представляют собой устойчивый либо неустойчивый фокус. В области не слишком больших значений токов и полей при переходе через точку потери устойчивости, когда ток достигает критического значения $J=J_{1,2}$, происходит бифуркация Андронова–Хопфа [27], при которой из устойчивого фокуса рождаются неустойчивый фокус и устойчивый цикл, который увеличивается с ростом абсолютной величины тока выше порогового значения («мягкое» рождение цикла показанное на рисунке 8). Мягкое рождение цикла сопровождается прецессией спинов с конечной частотой.

Исчезновение рожденного в критической точке $J=J_1$ цикла происходит при достижении критического тока $J=J_3$. Оно связано с бифуркацией петли сеператрисы, называемой иногда бифуркацией Андронова–Леонтович [28], при которой расширяющийся цикл «влипает» в петлю сепаратрисы, образуемой замкнутой гомоклинической траекторией, соединяющей две седловые точки. В случае обратного изменения тока эта бифуркация соответствует «жесткому» рождению цикла с конечной амплитудой. При этом частота прецессии обращается в нуль из-за замедления движения вблизи седловых точек до бесконечности. После исчезновения цикла возрастание абсолютной величины тока приводит к возникновению траекторий, соединяющих неустойчивую $\mathbf{M}=-M\mathbf{s}$ и устойчивую $\mathbf{M}=+M\mathbf{s}$ точки равновесия.

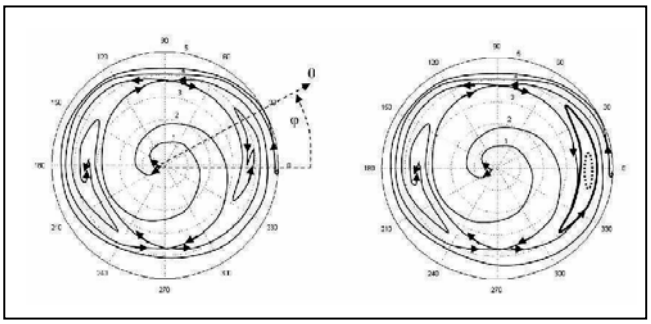

Рис. 10. Жесткое рождение цикла вблизи устойчивого фокуса ($J=J_5$)

В окрестности токов вблизи критической линии $J=J_2$, соответствующей потере устойчивости особой точки $\mathbf{M}=-M\mathbf{s}$ при нулевом поле также характерно мягкое рождение цикла. Однако при увеличении магнитного поля развивается другой бифуркационный сценарий. При прохождении критической линии из неустойчивого фокуса «мягко» рождается неустойчивый цикл, а устойчивый цикл рождается и исчезает «жестко». Здесь имеется покрывающий линию $J=J_2$ интервал токов $J_5<J<J_4$, внутри которого существует прецессия с циклической траекторией конечной амплитуды. При достижении током границы $J=J_5$ возникшая циклическая траектория сливается с разрастающимся неустойчивым циклом, родившимся «мягко» при прохождении линии $J=J_2$. На рисунках 8 и 10 показаны примеры мягкого и жесткого рождения циклов при бифуркации Андронова–Хопфа.

Токовый интервал областей существования циклов с прецессией намагниченности вокруг особых точек $\mathbf{M}=\pm M\mathbf{s}$ вблизи критических линий $J=J_{1,2}$ относительно невелик. Образование цикла прецессии вблизи этих линий потери устойчивости проявляется в отсутствии прямоугольности на петле токового гистерезиса и возникновении на ней наклонных участков в узкой окрестности полей вблизи точек переключения.

При включении магнитного поля интервалы устойчивости по току для разных типов точек равновесия меняются с его ростом. Если магнитная релаксация достаточно мала, то при возрастании поля выше поля анизотропии $H>H_a$ возникает токовый интервал $J_2 < J < J_1^-$, внутри которого существуют только циклические состояния устойчивой прецессии. Как уже говорилось ранее подобное обстоятельство следует из линейного анализа динамической системы рассматриваемого типа [29]. В последнем случае при включении магнитного поля выше критической величины $H>H_a$ возникает область токов $J_5<J<J_8$, в которой с ростом абсолютной величины тока сначала «жестко» рождается устойчивый цикл слабоамплитудной прецессии вокруг точки $\theta=\pi/2$, $\varphi=0$ с конечной частотой совместно с неустойчивым циклом внутри него (рис. 11*a*). Затем при продвижении в область прецессии на линии $J=J_{10}$ этот цикл сильно расширяется и слипается сам с собой в седловой точке, образуя две петли, выходящие из одной седловой точки, как показано на рисунке 11*b*. В дальнейшем из этих петель рождаются два независимых цикла большой амплитуды (рис. 11*c*) с выходящими из плоскости слоя осями прецессии вокруг «северного» и «южного» неустойчивых фокусов.

Время движения T по гомоклиническим траекториям в точке бифуркации системы становится бесконечным. В связи с этим частота прецессии устойчивых циклов $\omega=2\pi/T$ меняется с током немонотонно – по мере приближения циклических траекторий к седловой точке частоты падают, и возникает провал частоты прецессии вплоть до обращения в нуль из-за неограниченного замедления движения намагниченности на самой седловой точке (рис. 12).

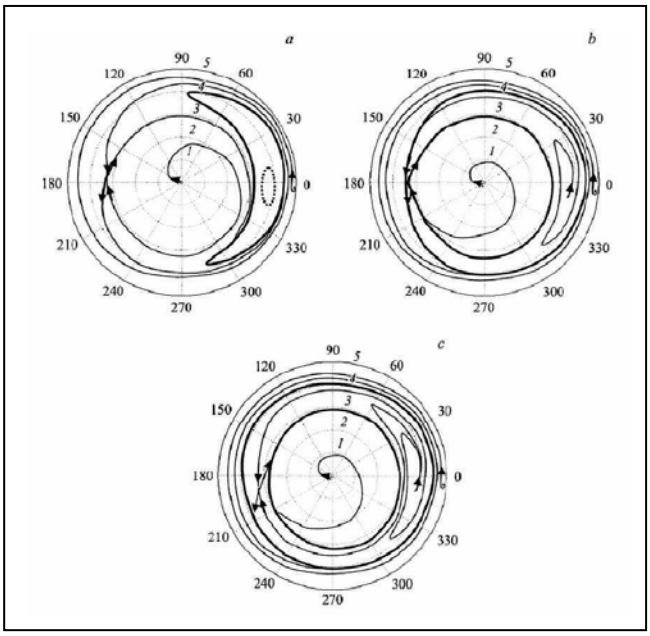

Рис. 11. Бифуркационный сценарий изменения фазовых портретов спиновой динамической системы

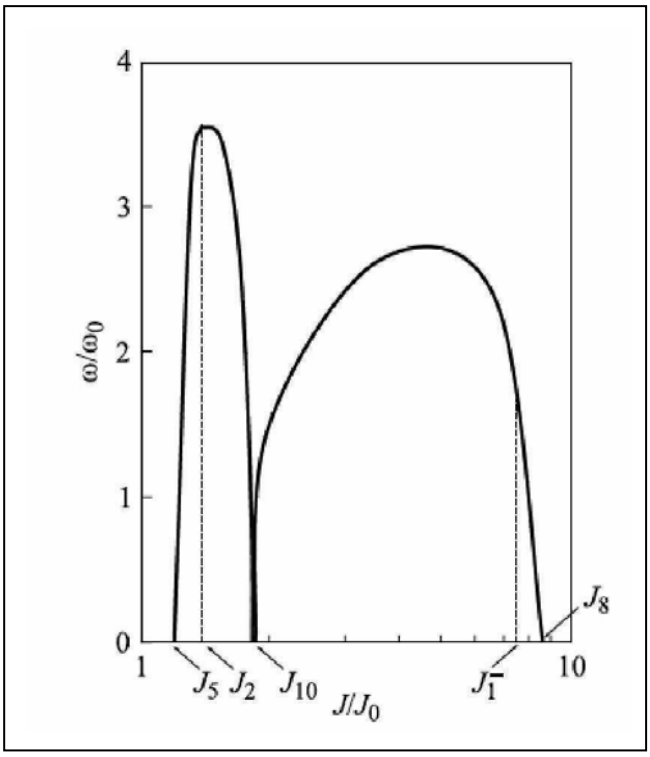

Рис. 12. Токовая зависимость изменения частоты прецессии спинов вдоль штрихпунктирной линии AA' бифуркационной диаграммы

При перпендикулярном поле изменяется диаграмма состояний намагниченности. Характерным отличием здесь от случая **H**||**s** является то, что циклическая траектория имеет меньшую максимальную амплитуду, а бифуркация слипания-рождения двух циклов ограничивается на диаграмме значительно меньшей областью, расположенной вблизи малых значений поля, а при больших значениях поля она отсутствует. Это приводит к тому, что при больших полях не наблюдается провала в зависимости частоты прецессии от тока и поэтому она имеет, в основном, монотонный характер. Отметим также, что на характерной зависимости намагниченности от тока возникают дополнительные особенности, связанные не только с возникновением состояний циклической прецессии, но и с дрейфом точек равновесия вне области прецессии.

1.4. Ширина линии и добротность спин-трансферных наноосцилляторов

Важными характеристиками спин-трансферных нано-осцилляторов являются ширина линииΔf, которая измеряется на половине от максимума спектра мощности прибора, и соответствующая добротность $Q=f/\Delta f$. Например, для линии, изображенной на рисунке 1*б* Δf=4 МГц, а Q=1000.

Эти величины очень чувствительны к геометрическим и материальным характеристикам прибора и к внешним параметрам (температуре, магнитному полю и т.д.). Спин-вентильные структуры с металлическим спейсером [14], работающие на частотах в интервале 1…10 ГГц, обладают мощностью порядка 1…10 пВт и шириной линии 1…10 МГц. Мощность генераторов на MgO туннельном переходе значительно выше: порядка 1 мкВт, но ширина линии у них порядка 100 МГц. Важнейшим механизмом уширения линии в этих приборах является неоднородное уширение. Действительно, из-за геометрии, дефектов структуры, неоднородности инжекции тока в свободном слое возбуждаются многие колебательные моды с несколько отличающимися частотами, что приводит к уширению спектра. Более того, как показано выше, хаотизация траекторий при больших плотностях тока также приводит к многомодовому режиму (рис. 13) и как следствие к уширению спектра. Нужно заметить, что спин-трансферные генераторы на наноконтактах обладают обычно более узкой линией, чем приборы на основе наностолбиков. Это объясняется тем, что у них меньше активная площадь протекания тока, в которой происходит прецессия намагниченности, а следовательно и меньшее влияние неоднородности материала на протекающие процессы.

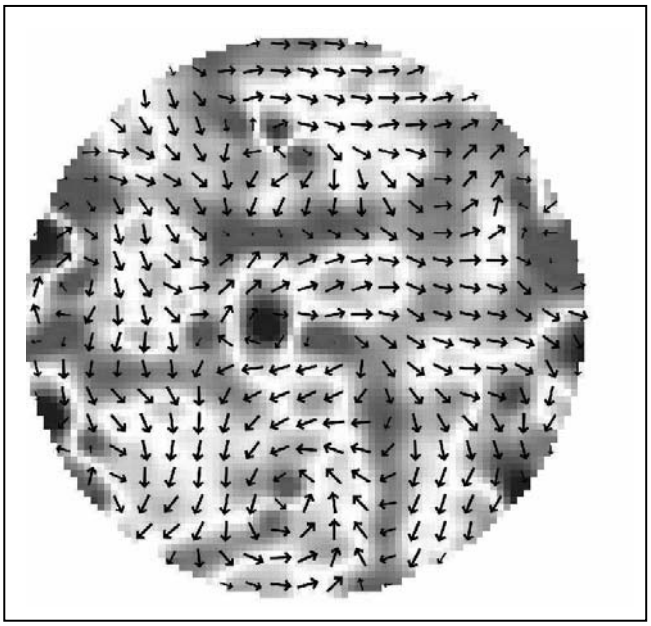

Рис. 13. Типичная картина многомодового режима спин-вентильной структуры – распределение спиновой плотности в свободном слое

При синхронизации двух или более наноосцилляторов происходит резкое уменьшение их общей ширины линии. Этот вопрос обсуждается далее.

Важным механизмом уширения спектральной линии спиновых автоколебаний является механизм тепловых флуктуаций свободного слоя, которые случайным образом меняют амплитуду и фазу прецессии макроспина. Случайное изменение траектории приводит к разбросу периода циклического движения, а, следовательно, и к уширению спектральной линии колебаний. Флуктуационный механизм уширения линии в спиновом автогенераторе из-за тепловых возбуждений в спиновой подсистеме в слабоамплитудном приближении, обсуждался в работах [30, 31]. В этих работах, в частности, отмечалось значительное

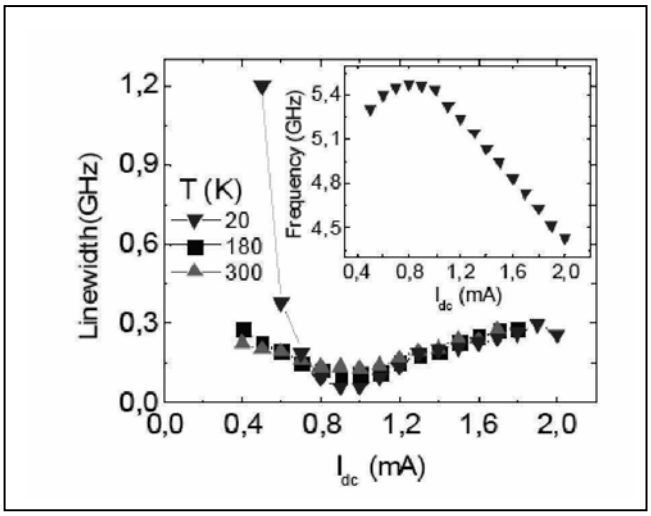

Рис. 14. Изменение ширины спектральной линии в зависимости от I_{dc} при значениях T=20, 180, 300 K и H=205 Э. Вставка: изменение частоты в зависимости от I_{dc} при H=205 Э и T=20 K [34]

уширение линии из-за нелинейной зависимости собственной частоты от амплитуды колебаний спинов, предсказан переход от симметричной лоренцевой формы линии к асимметричной при увеличении тока выше порога автоколебаний. Проделанный анализ касался случая мягкого рождения автоколебаний. Бифуркационный анализ макроспиновой динамики спинов в незакрепленном магнитном слое наноструктуры с учетом токовой передачи вращательного момента [26, 32] показывает, что в общем случае в области больших полей, наблюдаются в основном, сценарии жесткого рождения цикла. Расчет ширины линии может быть проведен на основе модели случайных полей Ланжевена для линеаризованной системы вблизи порогового значения тока генерации [33]. Ширина линии в этом случае определяется параметрами неизохронности $q(\rho_0)$ и жесткости $p(\rho_0)$ колебательного цикла $\Delta\Omega_0=2\pi D(1+q^2/p^2)$, где D – диффузионный коэффициент флуктуационного дрейфа фазы, который пропорционален температуре генератора и полному объему слоя макроспиновой генерации, ρ_0 – амплитуда прецессии. В точке образования полуустойчивого цикла (в критической точке жесткого рождения цикла, когда $\rho_0\neq0$), параметр «прочности» циклических колебаний обращается в нуль, т.е. $p(\rho_0)=0$, а параметр неизохронности остается конечным $q(\rho_0)>0$. В случае же мягкого рождения цикла из устойчивого фокуса $q(\rho_0)\to0$. Поэтому из-за неизохронности автоколебаний при приближении к точке рождения цикла меняется характер ассимметрии формы спектральной линии в зависимости от характера бифуркации. При приближении к пороговому току генерации из-за падения параметра «прочности» цикла до нуля в точке бифуркации ширина линии резко возрастает и добротность автоколебаний падает. При этом в случае жесткого рождения цикла параметр «неизохронности» колебаний остается конечным и поэтому форма линии асимметрична также и при пороговом значении тока. Кроме того, при этом сценарии возникает гистерезис равновесного состояния, который будет сопровождаться гистерезисом ширины линии по току. При большой амплитуде автоколебаний модель слабоамплитудной прецессии перестает работать и необходимо численное моделирование. Прямое численное моделирование спиновой динамики на основе исходных уравнений ЛЛГ-СБ показывает, что уравнения сокращенного описания дают завышенное значение критического поля, выше которого происходит смена сценариев рождения прецессионного цикла с мягкого на жесткое (рис. 14).

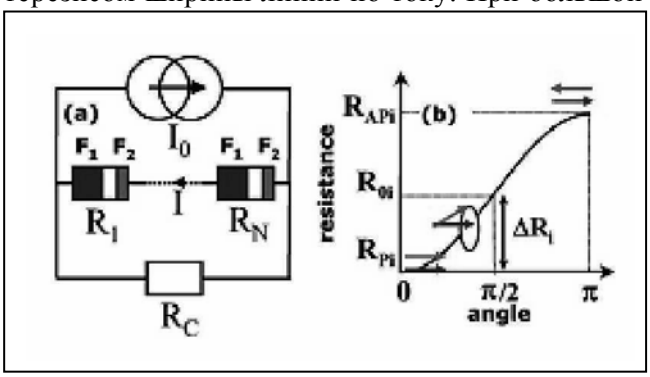

Рис. 15. Синхронизация STNO

1.5. Синхронизация ансамбля наноосцилляторов

Главным недостатком STNO является низкая мощность излучения, которую можно оценить –40 дВм на единичный осциллятор. Производится синхронизация нескольких осцилляторов, чтобы усилить эмиссию на заданной общей частоте [35].

Недавние эксперименты показали, что STNO могут синхронизоваться по фазе под действием внешнего микроволнового источника тока. Есть еще один способ – синхронизация генераторов переменной составляющей тока, генерируемой осцилляторами, электрически связанными в массив. Нанопровода состоят из нескольких сотен трехслоек NiFe/Cu/NiFe, разделенных толстым слоев Cu. Они сформированы электрическим осаждением в вертикальные каналы, на них получается большое CPP-GMR (current perpendicular to plane). Гигантское магнитосопротивление в таких проводах достигает 30 % (рис. 15).

Показано, что при заданной дисперсии частот, амплитуды GMR и задержки между магнитными прецессиями и осцилляциями тока синхронизация N осцилляторов приводит к увеличению мощности в N^2 раз. Если осцилляторы не связанны, то они осциллируют на своих частотах. При синхронизации виден резонанс частот, при этом существует сдвиг частот (рис. 16).

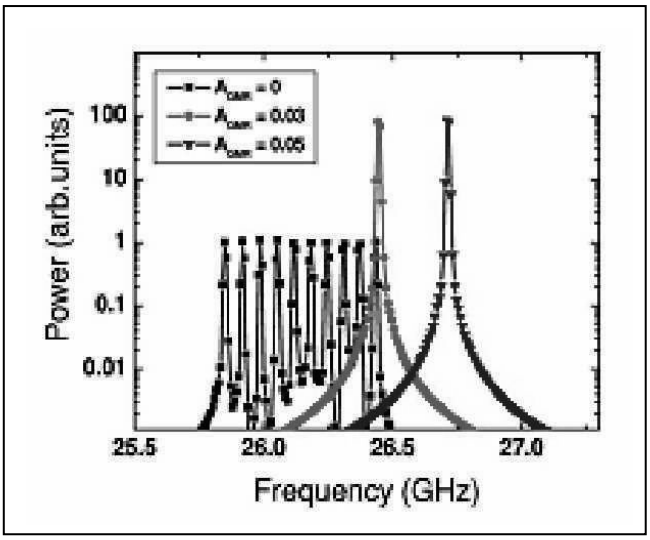

Рис. 16. Сдвиг частот при синхронизации

Во время прецессии намагниченность свободного слоя может находиться как в плоскости (in-plane regime), так и выходить из нее (out-plane regime) (рис. 17).

Влияние коэффициента связывания показывает, что возможна синхронизация в режиме in-plane (рис. 18).

Таблица 1

№	Device	f, ГГц	LW_{min}, МГц	P_{out}, дВм	H
1	GMR NP	10…20	$10^2…10^3$	–	IP
2	GMR NP-T	2…8	10	–	Ipφ
3	GMR NC	7…8	20	–99	IP
4	GMR NC	25	2	–70	OPφ
5	GMR NP-T	12	2	–77	IP
6	NP-OPP	2…4	70	–80	IP
7	GMR NP-SAF	5…10	16	–73	IP
8	GMR NP-V	1…2	0,28	–86	OP
9	GMR V NC-V	0,3	8	–	OP
10	TMR NP-SAF	6…8	21	–47	IP
11	TMR NP	6	10	–46	IPφ

Основным недостатком металлических спиновых наногенераторов является их малая мощность, не превышающая нескольких пиковатт (смотри сравнительную таблицу наногенераторов). Создание спин-вентильных наноразмерных туннельных структур с диэлектрическими прослойками на основе MgO позволило увеличить наблюдаемую мощность генерации на несколько порядков. Однако в туннельных структурах большим дополнительным источником шума является сильная неоднородность туннельного тока по площади перехода, в связи с чем добротность автоколебаний в структурах с большим магнитосопротивлением значительно хуже, чем в спин-вентильных проводящих наноконтактах. Одним из путей преодоления этого нежелательного эффекта является фазовая синхронизация спиновых автоколебаний отдельных наногенераторов. Когеренизация спиновых колебаний отдельных наногенераторов может осуществляться либо внешним микроволновым сигналом [36] либо благодаря спин-волновому взаимодействию наногенераторов на общей магнитной платформе. Фазовая синхронизация N генераторов может в N раз поднять мощность и в N^2 раз увеличить добротность автоколебаний [37…39].

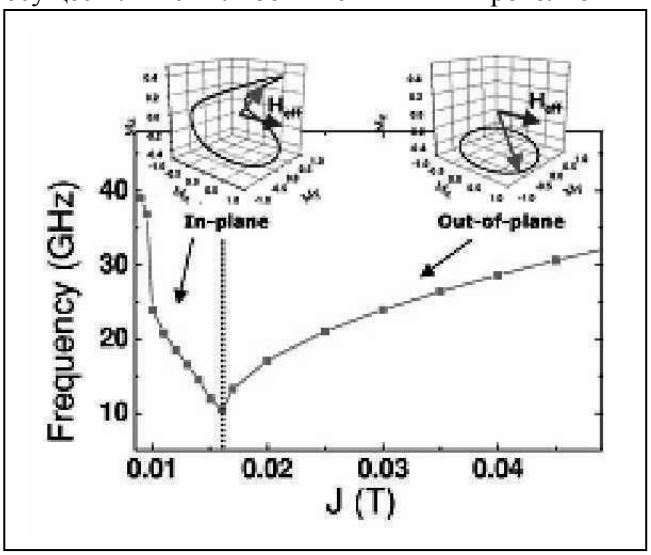

Рис. 17. Два режима прецессии

1.6. Технология изготовления спин-вентильных структур

Нами были изготовлены тестовые структуры магниторезистивных элементов трех типов с вариацией их размеров. Методом медленного магнетронного напыления [40] и ионно-лучевого травления были сформированы тестовые структуры многослойных элементов спин-вентильного типа (рис. 19). Поперечное сечение магнитного элемента представляет структуру: [Si–SiO_2(0,3мкм) – CoNi(100A) – Al_2O_3(20A) – FeNi(100A)]. Стехиометрический послойный анализ структур, проведенный методом вторичной электронной спектроскопии на сканирующем Оже-электронном микроанализаторе PHI-660, показал, что пленки кобальта и пермаллоя на уровне толщин выше 4 нм имели однородный состав и хорошее качество. Шероховатость слоев не превышала 1,2 нм.

Проведены магнитооптические измерения петель гистерезиса полевого намагничивания изготовленных тестовых структур для двух взаимноперпендикулярных направлений магнитного поля. Измерение гистерезиса перемагничивания магнитных пленок основано на измерении экваториального эффекта Керра в магнитном поле путем измерения изменения поляризации плоско поляризованного пучка света, отраженного от поверхности измеряемой пленочной структуры [41]. Для измерений использовалось излучение гелий-неонового лазера с длиной волны 632,8 нм. Для увеличения площади съема магнитооптического сигнала на тестовых структурах предусмотрена периодическая система повторяющихся элементов в виде матрицы.

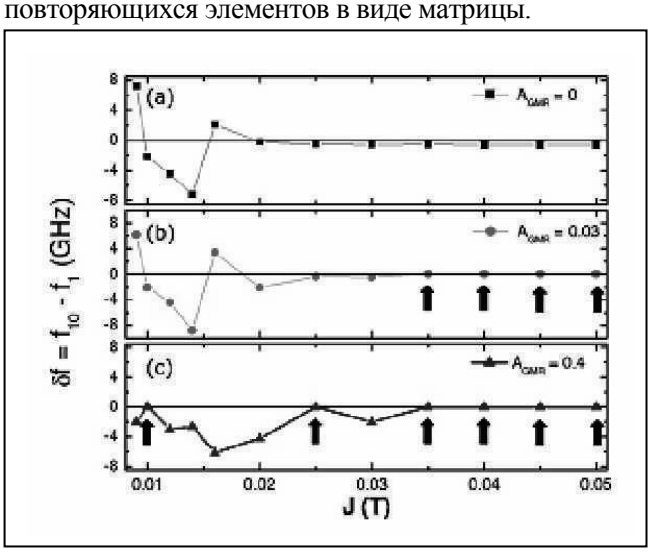

Рис. 18. Синхронизация в режиме in-plane

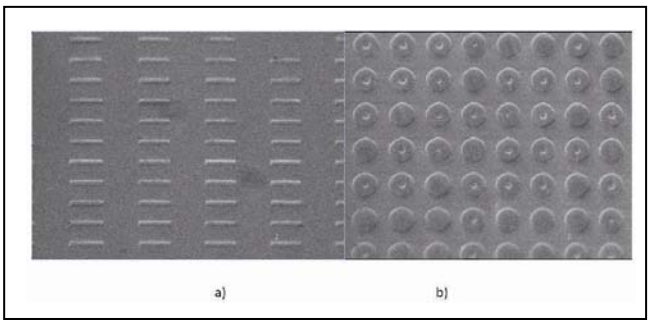

Рис. 19. Экспериментальные образцы магниточувствительных элементов прямоугольной (a) кольцевой (b) формы.

Измерения показали, что элементы прямоугольной и шестиугольной формы имеют близкие величины коэрцитивности и формы петель магнитного гистерезиса. Это связано со скруглением острых концов элементов вытянутой формы. Коэрцитивность вытянутых элементов возросла по сравнению с коэрцитивностью исходных пленочных структур. В направлении трудного намагничивания восприимчивость резко падает. В целом вид петель гистерезиса этих структур качественно соответствует результатам численных экспериментов. Кольцевые структуры после неоднократного перемагничивания характеризовались близкими петлями перемагничивания во взаимно-перпендикулярных направлениях, что говорит о достаточной магнитной изотропии исходных пленочных структур.

1.7. Технология создания STNO

Генерация автоколебаний намагниченности наблюдается на стандартных трехслойных структурах F1/NM/F2, в которых толстый слой F1 с фиксированной намагниченностью используется для подготовки спин-поляризованного тока, инжектируемого в тонкий магнитный слой F2, иными словами F1 выполняет роль поляризатора, а F2 – слой с прецессирующей намагниченностью. Существует два способа конструкции наногенератора: наностолбик – «nanopillar» (рис. 20) и точечный контакт – «point contact» (рис. 21).

В качестве функциональной многослойной спин-вентильной структуры применяется SiO_2/Cu(80 нм)/Co(40 нм)/Cu(10 нм)/Co(3 нм)/Cu(2 нм)/Pt(30 нм)/Cu [31] – структура формируется на окисленной подложке Si, в качестве нижнего электрода используется слой Cu, в качестве верхнего Cu/Pt/Cu.

В качестве STNO также могу применяться MTJ (magnetic tunnel junction). Существуют спинтронные наногенераторы, в которых прецессия идет в толстом ферромагнитном слоев.

Слой (1) на рисунке 21 так называемый «закрепленный» ферромагнитный слой намагниченность которого зафиксирована. Слой (1) на рисунке 21 является антиферромагнитно связанным слоем. Этот слой является поляризатором для электронов проводимости тока, текущего сквозь генератор. В качестве поляризатора выбирают как ферромагнетик существенной толщины, чтобы обеспечить максимальную поляризацию тока, либо синтетический антиферромагнетик «synthetic antiferromagnetic» (SAF) подходящей толщины для той же самой цели. Обычно толщина берется больше спин-диффузионной длинны (для FeNi – 5 нм при комнатной температуре). Поляризатор может состоять как из одного, так и из нескольких слоев (двухслойка NiFe/CoFe, многослойка (CoFe/Cu)/CoFe). Толщина спейсера (3) на рисунке 21 достаточно

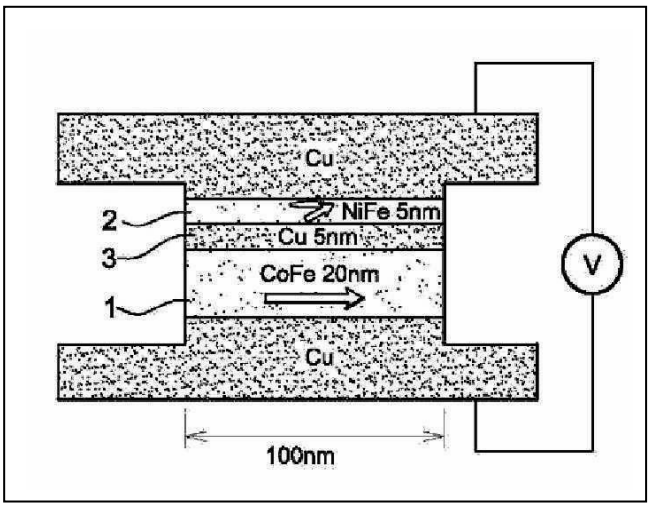

Рис. 20. Наностолбик. В контексте трехслойной магнитной структуры – два магнитных слоя (1 и 2) разделены немагнитным слоем (3) (диамагнетик или парамагнетик). Этот промежуточный слой также называется «спейсер». Его толщина достаточно мала, чтобы передавать спин-поляризованный ток и достаточно велика, чтобы исключить магнитостатическое взаимодействие между магнитными слоями.

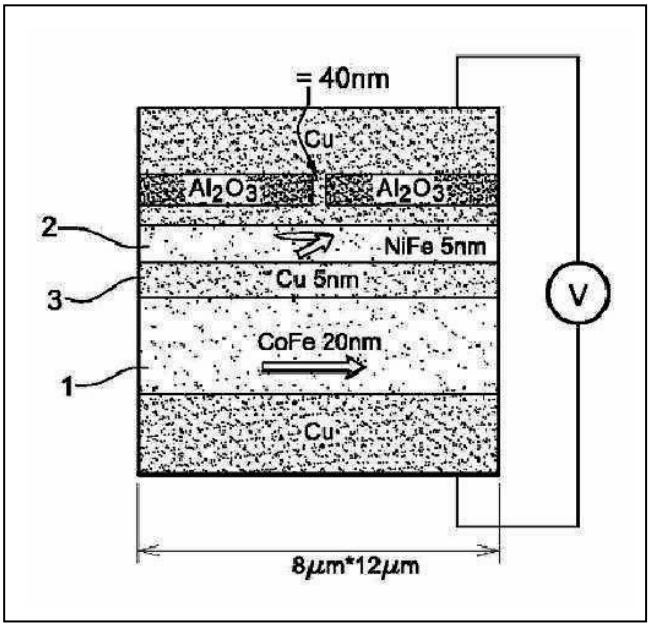

Рис. 21. Наноконтакт

мала. Слой (2) на рисунке 21 магнитомягкий так называемый «свободный» слой, направление намагниченности которого может изменяться. Обычно слой делается из пермаллоя (FeNi) или CoFe или из двух слоев FeNi/CoFe.

В подавляющем большинстве опубликованных работ не описывается вся последовательность технологических операций, лежащих в основе формирования STNO. В данной работе разработан технологический маршрут изготовления тестовых спин-вентильных магнитопленочных наноструктур, которые могут использоваться в качестве STNO (табл. 2).

Таблица 2

Технологический маршрут изготовления STNO

Наименование операции
Химическая обработка. КАРО, П/А, освежитель
Окисление Si-й пластины, толщина SiO_2 *d*=
Фотолитография, шаблон № 1
Зачистка, 30 с
Сушка, 2 раза по 90 °С
Жидкостное травление до Si, формирование маски из оксида
Снятие фоторезиста, ПХО
Травление методов ПХТ Si на глубину *d*=1,0 мкм через оксидную маску
Травление SiO_2. Удаление оксидной маски
Химическая обработка. КАРО, П/А, освежитель
Окисление, толщина SiO_2 *d*=0,3 мкм
Химическая обработка, КАРО, П/А, освежитель
Напыление Cr (хром), толщина *d*=500 А
Напыление Co (кобальт), толщина *d*=300 А
Напыление Cu (медь), толщина *d*=100 А
Напыление FeNi (пермалой), толщина *d*=40 А
Напыление Cu (медь), толщина *d*=250 А
Напыление Cr (хром), толщина *d*=300 А
Химическая обработка. ДМФ, деионизированная вода
Напыление слоя Al (алюминий) толщиной *d*=0,3 мкм
Фотолитография, шаблон № 2
Зачистка 30 с
Сушка, 2 раза по 90 °С
Жидкостное травление Al до Cr (избирательный алюминиевый травитель)
Снятие фоторезистивной маски, ПХО
Травление (Cr+Co+Cu+FeNi+Cu+Cr) через алюминиевую маску до оксида (ИЛТ)
Жидкостное травление Al (избирательный алюминиевый травитель). Удаление алюминиевой маски
Химическая обработка. ДМФ, деионизованная вода
Напыление Al (алюминий) толщиной *d*=0,3 мкм
Фотолитография, шаблон № 3
Зачистка, 30 с
Сушка, 2 раза по 90 °С
Жидкостное травление Al до Cr через фоторезистивную маску (избирательный алюминиевый травитель). Формирование алюминиевой маски
Снятие фоторезистивной маски, ПХО
Травление (ИЛТ) (Cr+Co+Cu+FeNi+Cu+Cr) через алюминиевую маску до нижнего Cr (хром). Формирование магнитных элементов
Жидкостное травление Al (избирательный алюминиевый травитель). Удаление алюминиевой маски
Формирование магнитных элементов № 2 (с помощью FIB)
Химическая обработка. ДМФ, деионизованная вода
Плазменная осаждение SiO_2, толщина *d*=0,2…0,3 мкм
Фотолитография, шаблон № 4
Зачистка, 30 с
Сушка, 2 раза по 90 °С
Травление SiO_2 через фоторезистивную маску до золота. Вскрытие окон в диэлектрике
Снятие фоторезистивной маски, ПХО
Вскрытие контактных окон № 2 (с помощью FIB)
Химическая обработка. ДМФ, деионизованная вода
Нанесение слоя Al для создания верхнего слоя металлизации толщиной *d*=0,5 мкм
Фотолитография, шаблон № 5
Зачистка, 30 с
Сушка, 2 раза по 90 °С
Жидкостное травление Al (избирательный алюминиевый травитель)
Снятие фоторезистивной маски, ПХО
Резка пластины на кристаллы, разварка в корпус

1.9. Перспективы практического применения STNO

Впечатляющее развитие мобильной связи в течение последних лет подстегивает коммерческие организации в постоянном выдвижении на рынок все новых продуктов и услуг. Особенно наступление мультимедийных решений заставляет разработчиков интегрировать множество приложений в мобильные телефоны. Эти новые приложения требуют многократные подключения к сотовой сети а также подключение к беспроводной персональной сети WPAN (Wireless Personal Area Networks), Bluetooth – один из примеров технологии, которая использует в качестве базиса новый стандарт – IEEE 802.15.

Для совместимости стандартов важен широкий диапазон частот, на которых должен формировать сигнал генератор микроволнового излучения. К примеру, представленные ниже диапазоны частот наиболее применимые в телекоммуникациях.

Таблица 3

Международные стандарты	Частоты
GSM/GPRS/EDGE	850 МГц, 900 МГц, 1,8 ГГц, 1,9 ГГц
WCDMA	2 ГГц
802,11 a/g	2,4 ГГц, 5 ГГц
GPS	1,6 ГГц
UWB	3…7 ГГц
RFID	2,45 ГГц

WCDMA: технология радиоинтерфейса для обеспечения широкополосного радиодоступа с целью поддержки услуг третьего поколения. Технология оптимизирована для предоставления высокоскоростных мультимедийных услуг типа видео, доступа в Интернет и видеоконференций; обеспечивает скорости доступа вплоть до 2 Мбит/с на коротких расстояниях и 384 Кбит/с на больших с полной мобильностью.

Такие величины скорости передачи данных требуют широкую полосу частот, посему ширина полосы WCDMA составляет 5 Мгц.

GPS: спутниковая система навигации. Позволяет в любом месте Земли (включая приполярные области), почти при любой погоде, а также в космическом пространстве вблизи планеты определить местоположение и скорость объектов.

UWB: сверхширокополосная связь. Это радиотехнология для высокоскоростной связи на малые растояния при очень низких затратах энергии. Использование широкой полосы частот позволяет достичь скорость до 480 Мбит/с на расстоянии до 3 м. На дистанциях до 10 м технология позволяет достичь лишь 110 Мбит/с.

802.11 a/g: стандарт связи, описывающий локальные компьютерные сети, построенные на основе беспроводных технологий. Пользователям более известен по имени Wi-Fi.

RFID: метод автоматической идентификации объектов, в котором посредством радиосигналов считываются или записываются данные, хранящиеся в так называемых транспондерах, или *RFID*-метках.

Для того чтобы покрыть широкий диапазон частот указанный ранее, мульти-стандартные устройства используют большое количество радио-частотных осцилляторов. Известные осцилляторы использующие LC резонаторы, имеющие коэффициент добротности $Q=f/\Delta f$ который относительно низкий (от 4 до 10 в полосе рассматриваемых частот). При этом настройка нужной частоты делается посредством изменения емкости C, и при этом является незначительной, при учете того, что отклонение частоты от номинала несущей достигает 20 %.

Существует еще одно ограничение, связанное с частотами. Для нужд телекоммуникаций выделен ограниченный диапазон частот (ввиду военных целей), который постепенно достигает своего насыщения. При этом требуются генераторы, способные вещать не только на статических частотах, но и динамически перестраиваться по частоте в зависимости от телекоммуникационного приложения. Также для эффективности генератора важна устойчивость к флуктуациям фазы, которая в LC-резонаторах достигается использованием комплексной дорогостоящей архитектуры.

Спинтронные радиочастотные осцилляторы являются техническим решением, совмещающим в себе широкий диапазон частот с высоким коэффициентом добротности Q, динамически перестраиваемую несущую частоту и относительно простую архитектуру [42].

Использование эффекта генерации магнитных возбуждений в магниторезистивном устройстве дает возможность конвертировать этот эффект в модуляцию электрического сопротивления, которое может быть прямо использовано в электронных схемах и следовательно напрямую изменять уровень частоты.

Минимальные требования к таким приборам с точки зрения телекоммуникационных приложений характеризуются следующими величинами: при мощности излучателя порядка P~1…10 мкВт ширина линии Δf не должна превышать 10 кГц. Это весьма жесткое требование возникает из очень сильного уплотнения частотного спектра в актуальном интервале от 300 кГц до 30 МГц. Другой мотив, требующий сужения ширины спектральной линии, связан с тенденцией «нагружать» современные компактные устройства, например, iPhone 4 большим числом беспроводных стандартов:

– UMTS/HSDPA/HSUPA (850, 900, 1900, 2100 МГц),
– GSM/EDGE (850, 900, 1800, 1900 МГц),
– Wi-Fi (802.11n 2.4 ГГц),
– Bluetooth 2.1 + EDR,
– GPS (1575, 1227 МГц).

Все это требует дешевых, узкополосных, интегрируемых в чип, перестраиваемых по частоте генераторов. Однако рассмотренные выше структуры не удовлетворяют этим требованиям, главным образом, касающимся ширины линии. Действительно, структуры с металлическим спейсером [14], работающие на частотах в интервале 1…10 ГГц, обладают мощностью порядка 1…10 пВт и шириной линии порядка 1…10 МГц. Мощность генераторов на MgO туннельном переходе значительно выше: порядка 1 мкВт, но ширина линии у них слишком велика: порядка 100 МГц!

Заключение

Спин-трансферные наногенераторы технологически совместимы с полупроводниковыми микросхемами, имеют малые топологические размеры, обладают узкой полосой излучения и возможностью токо-полевой перестройки в широком диапазоне на частотах, попадающих в диапазон от 0,5 до 20 ГГц и выше, что является главным преимуществом в сравнении с существующими генераторами, основанными на кварцевых резонаторах. Благодаря эффекту когерентности колебаний распределенной спиновой системы в доменных границах и вихревых магнитных структурах, а также возможности внешней и взаимной синхронизации

автоколебаний отдельных наногенераторов возможно создание как единичного, так и матричного микроскопического генератора с узкой шириной линии, мощности которого достаточно для применения в качестве тактового генератора задающей частоты в микропроцессорных системах, беспроводной межкристальной связи и применения в системах мобильной связи.

Новые мультимедийные приложения интенсивно развивающейся техники мобильной связи требуют многократные подключения к сотовой сети. Для совместимости стандартов используемых частот важно иметь широкий диапазон частот, в котором должен формироваться высокодобротный сигнал генератора микроволнового излучения. С этой точки зрения создание спинтронного наногенератора, перестраиваемого током в широком СВЧ диапазоне с узкой шириной линии, является перспективным направлением современной наноэлектроники. Подобные генераторы не требуют наличия протяженных высокочастотных контуров с каскадными кварцевыми генераторами при сравнимой достижимой добротности. Основной задачей их практического внедрения в системы мобильной связи является повышение генерируемой мощности, а также снижение шумов туннельных автогенераторов (см. сравнительную таблицу из работы [39]). В соответствии с современным стандартом мобильной связи, выходная мощность в системах мобильной связи составляет 0 дБм. Поэтому мощность наногенератора на входе ВЧ схемы усиления должна быть –30 дБм. Согласно данным зарубежных исследований [39, 43] для отдельного генератора в зависимости от изменения геометрии наноструктуры и используемой спиновой конфигурации (от макроспиновой к вихревой магнитной структуре) меняется от 1 пВт до 700 нВт. При этом добротность вихревого генератора может достигать $Q=10^4$. Поэтому в сочетании со специально разработанными широкополосными усилителями на МОП транзисторах с большим входным сопротивлением спиновые автогенераторы уже сейчас представляются перспективными для применения их в системах мобильной связи в гигагерцовом диапазоне частот [39].

Ширина линии однородной осцилляции остается проблемой. В настоящее время разрабатываются вихревые наногенераторы. Они обладают значительно более узкой линией и более высокой мощностью. Исследования их ведутся очень активно, этот вопрос заслуживает более подробного изложения, который будет рассмотрен в других публикациях.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках ГК №№ 16.513.11.3143, 14.527.11.0003, 16.522.11.7011, 16.552.11.7061, 2012-1.2.1.-12.000-2013-076.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Попков А.Ф., Звездин К.А., Чиненков М.Ю.* и др. Спиновый транспорт и проблемы магнитной оперативной памяти (MRAM) // Инженерная физика. 2012. № 9. С. 19…34.
2. *Slonczewski J.C.* Current-driven excitation of magnetic multilayers // J. Magn. Magn. Mater. 1996. Vol. 159, pp. L1–L6.
3. *Berger L.* Emission of spin waves by a magnetic multilayers traversed by a current // Phys. Rev. B. 1996. Vol. 54. №. 13, pp. 9353…9358.
4. *Tsoi M., Jansen A.G.M., Bass J.* Excitation of a magnetic multilayer by an electric current // Phys. Rev. Lett. 1998. Vol. 80. №. 19, pp. 4281…4284.
5. *Myers E.B., Ralph D.C., Katine J.A.* et al. Current-induced switching of domains in magnetic multilayer devices // Science. 1999. Vol. 285, pp. 867…870.
6. *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, pp. 3149…3152.
7. *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, pp. 417…421.
8. *Berkov D.V., Miltat J.* Spin-Torque Driven Magnetization Dynamics: Micromagnetic Modelling // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2008. Vol. 320. № 7, pp. 1238…1259.
9. *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 materials science. Magnetic nanostructures in modern technology. 2008, pp. 69…75. doi: 10.1007/978-1-4020-6338-1_4.
10. *Wolf S.A., Awschalom D.D., Buhrman R.A.* et al. Spintronics: A Spin-Based Electronics Vision for the Future // Science. 2001. Vol. 294, 1488 p.
11. *Rizzo N.D., Engel D.N.* MRAM write apparatus and method. US Patent, № 6351409, 2001.
12. *Allwood D.A., Xiong G., Faulkner C.C.* et al. Magnetic domain-wall logic // Science. 2005. Vol. 309, 1688 p.
13. *Dussaux, B. Georges, J. Grollier, V. Cros, Khvalkovskiy A.V.* et al. Ando & A. Fert. Large microwave generation from current-driven magnetic vortex oscillators in magnetic tunnel junctions // Nature Communications. 2010. Vol. 1. № 8. doi: 10.1038/ncomms1006.
14. *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, pp. 380…383.
15. *Rippard W.H., Pufall M.R., Kaka S.* et al. Direct-Current Induced Dynamics in Co90Fe10/Ni80Fe20 Point Contacts // Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 92, p. 027201.

16. *Krivorotov N., Emley N.C., Sankey J.C.* et al. Time-Domain Measurements of Nanomagnet Dynamics Driven by Spin-Transfer Torques // Science. 2005. Vol. 307, 228 p.
17. *Андронов А.А., Витт А.А., Хайкин С.Э.* Теория колебаний. М.: Физматгиз, 1959, 916 с.
18. *Barnaś, A. Fert, Gmitra M., Weymann I., Dugaev V.K.* From giant magnetoresistance to current-induced switching by spin transfer // Phys. Rev. B. 2005. Vol. 72, p. 024426.
19. *Edwards D.M., Federici F., Mathon J., Umerski A.* Self-consistent theory of current-induced switching of magnetization // Phys. Rev. B. 2005. Vol. 71, p. 054407.
20. *Zimmler M.A., Özyilmaz B., Chen W., Kent A.D.* Current-induced effective magnetic fields in Co/Cu/Co n a-nopillars // Phys. Rev. B. 2004. Vol. 70, p. 184438.
21. *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, p. 2517202.
22. *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, p. 024418.
23. *Miltat J., Albuquerque G., Thiaville A.* et al. Spin transfer into an inhomogeneous magnetization distribution // J. Appl. Phys. 2001. Vol. 89, p. 6982.
24. *Звездин А.К., Хвальковский А.В.* Обобщенное уравнение Ландау–Лифшица и процессы переноса спинового момента в магнитных наноструктурах // УФН. 2008. Т. 178. № 4, сс. 436…442.
25. *Sankey J.C., Braganca P.M., Garcia A.G.F.* et al. Spin-Transfer-Driven Ferromagnetic Resonance of Individual Nanomagnets // Phys. Rev. Lett. 2006. Vol. 96. № 22, p. 227601.
26. *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, 118 с.
27. *Guckemheimer J., Holmes Ph.* Nonlinear Oscillations Dynamical Systems and Bifurcations of Vector Fields // Springer-Verlag. 1983, p. 559.
28. *Белых В.Н.* Элементарное введение в качественную теорию и теорию бифуркаций динамических систем // Соросовский образовательный журнал. 1997. № 1, сс. 115…121.
29. *Fert, Cross V., George J.M.* et al. Magnetization reversal by injection and transfer of spin // JMMM. 2004. Vol. 272–276, p. 1706.
30. *Kim Joo-Von, Tiberkevich V., Slavin A.N.* Theory of Generation Linewidth in Spin-torque Nano-sized Auto-oscillators // Journal of Magnetics. 2007. Vol. 12. № 2, p. 53…58.
31. *Tiberkevich V., Slavin A., Kim Joo-Von.* Microwave power generated by a spin-torque oscillator in the presence of noise // Appl. Phys. Lett. 2007. Vol. 91, p. 192506.
32. *Bertotti G., Magni A., Bonin R.* et al. Bifurcation analysis of magnetization dynamics driven by spin transfer // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2005. Vol. 290–291, pp. 522…525.
33. *Попков А.Ф., Чиненков М.Ю.* Влияние тепловых флуктуаций на автоколебания спинов в микроволновом наногенераторе // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 88. Вып. 8, сс. 624…628.
34. *Georges B., Grollier J., Cros V.* et al. Origin of the spectral linewidth in nonlinear spin-transfer oscillators based on MgO tunnel junctions // Phys. Rev. B. 2009. Vol. 80, p. 0604040(R).
35. *Slavin A.N., Tiberkevich V.S.* Theory of mutual phase locking of spin-torque nanosized oscillators // Phys. Rev. B. 2006. Vol. 74. № 10, pp. 104401…104405.
36. *Bonin R., Bertotti G., Serpico C.* et al. Analytical treatment of synchronization of spin-torque oscillatorsby microwave magnetic fields // Eur. Phys. J. B. 2009. Vol. 68, pp. 221…231.
37. *Kaka S., Pufall M.R., Rippard W.H.* et al. Mutual phase-locking of microwave spin torque nano-oscillators // Nature. 2005. Vol. 437, pp. 389…392.
38. *Mancoff F.B., Rizzo N.D., Engel B.N., Tehrani S.* Phase-locking in double-point-contact spin-transfer devices // Nature. 2005. Vol. 437, pp. 393…395.
39. *Villard P., Ebels U., Houssameddine D.* et al. A GHz spintronic RF oscillator // IEEE J. Solid-St. Circuits. 2010. Vol. 45. № 1, pp. 214…223.
40. *Иванов Р.Д.* Магнитные металлические пленки в микроэлектронике. М.: Советское радио, 1980, 192 с.
41. *Звездин А.К., Котов В.А.* Магнитооптика тонких пленок. М.: Наука, 1988, 192 с.
42. *Kiselev S.I.* et al. Current-induced nanomagnet dynamics for magnetic fields perpendicular to the sample plane // Phys.Rev.Lett. 2004. Vol. 93. № 3.
43. *Bisig, Heyne L., Boulle O., Klaui M.* Tunable steady-state domain wall oscillator with perpendicular magnetic anisotropy / Applied Phys. Lett. 2009. Vol. 16, pp. 162504…162508.

REFERENCES

1. Popkov A.F., Zvezdin K.A., Chinenkov M.Yu. et al. Spin transport and the problems of magnetic random access memory (MRAM). *Engineering physics.* 2012. № 9, pp. 19…34. (In Russian).
2. Slonczewski J.C. Current-driven excitation of magnetic multilayers. *J. Magn. Magn. Mater.* 1996. Vol. 159, pp. L1…L6.
3. Berger L. Emission of spin waves by a magnetic multilayers traversed by a current. *Phys. Rev. B.* 1996. Vol. 54. №. 13, pp. 9353…9358.
4. Tsoi M., Jansen A.G.M., Bass J. Excitation of a magnetic multilayer by an electric current. *Phys. Rev. Lett.* 1998. Vol. 80. №. 19, pp. 4281…4284.
5. Myers E.B., Ralph D.C., Katine J.A. et al. Current-induced switching of domains in magnetic multilayer devices. *Science.* 1999. Vol. 285, pp. 867…870.
6. 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, pp. 3149…3152.
7. 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, pp. 417…421.
8. Berkov D.V., Miltat J. Spin-Torque Driven Magnetization Dynamics: Micromagnetic Modelling. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.* 2008. Vol. 320. № 7, pp. 1238…1259.
9. 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 materials science. Magnetic nanostructures in modern technology.* 2008, pp. 69…75. doi: 10.1007/978-1-4020-6338-1_4.
10. Wolf S.A., Awschalom D.D., Buhrman R.A. et al. Spintronics: A Spin-Based Electronics Vision for the Future. *Science*. 2001. Vol. 294, 1488 p.
11. Rizzo N.D., Engel D.N. *MRAM write apparatus and method.* US Patent, № 6351409, 2001.
12. Allwood D.A., Xiong G., Faulkner C.C. et al. Magnetic domain-wall logic. *Science.* 2005. Vol. 309, 1688 p.
13. Dussaux, B. Georges, J. Grollier, V. Cros, Khvalkovskiy A.V. et al. Ando & A. Fert. Large microwave generation from current-driven magnetic vortex oscillators in magnetic tunnel junctions. *Nature Communications.* 2010. Vol. 1. № 8. doi: 10.1038/ncomms1006.
14. 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, pp. 380…383.
15. Rippard W.H., Pufall M.R., Kaka S. et al. Direct-Current Induced Dynamics in Co90Fe10/Ni80Fe20 Point Contacts. *Phys. Rev. Lett.* 2004. Vol. 92, pp. 027201.
16. Krivorotov N., Emley N.C., Sankey J.C. et al. Time-Domain Measurements of Nanomagnet Dynamics Driven by Spin-Transfer Torques. *Science.* 2005. Vol. 307, 228 p.
17. Andronov A.A., Vitt A.A., Haikin C.E. *Teoriya kolebaniy*. [Theory of Oscillations]. M.: Fizmatgiz, 1959, 916 p.
18. Barnaś, A. Fert, Gmitra M., Weymann I., Dugaev V.K. From giant magnetoresistance to current-induced switching by spin transfer. *Phys. Rev. B.* 2005. Vol. 72, p. 024426.
19. Edwards D.M., Federici F., Mathon J., Umerski A. Self-consistent theory of current-induced switching of magnetization. *Phys. Rev. B.* 2005. Vol. 71, p. 054407.
20. Zimmler M.A., Özyilmaz B., Chen W., Kent A.D. Current-induced effective magnetic fields in Co/Cu/Co nanopillars. *Phys. Rev. B.* 2004. Vol. 70, p. 184438.
21. 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, p. 217202.
22. 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, p. 024418.
23. Miltat J., Albuquerque G., Thiaville A. et al. Spin transfer into an inhomogeneous magnetization distribution. *J. Appl. Phys.* 2001. Vol. 89, p. 6982.
24. Zvezdin A.K., Zvezdin K.A., Khvalkovskiy A.V. Obobschennoe uravnenie Landau–Livshitsa i protsessyi perenosa spinovogo momenta v magnitnyih nanostrukturah. [The generalized Landau-Lifshitz equation and spin transfer processes in magnetic nanostructures]. *Physics-Uspekhi*. 2008. T. 51. № 4, pp. 436…442.
25. *Sankey J.C., Braganca P.M., Garcia A.G.F.* et al. Spin-Transfer-Driven Ferromagnetic Resonance of Individual Nanomagnets. *Phys. Rev. Lett.* 2006. Vol. 96. № 22, p. 227601.
26. Korneev V.I., Popkov A.F., Chinenkov M.Yu. Statsionarnyie sostoyaniya namagnichennosti tonkogo magnitnogo sloya nanostolbchatoy mnogosloynoy strukturyi pri deystvii spin-polyarizovannogo toka i magnitnogo polya. [Stationary magnetization states in a thin magnetic layer of a nanopillar multilayer structure subjected to a spin-polarized current and magnetic field]. *Physics of the Solid State. Pleiades Publishing, Ltd.* 2009. Vol. 51. № 1, p. 118.
27. Guckemheimer J., Holmes Ph. *Nonlinear Oscillations Dynamical Systems and Bifurcations of Vector Fields*. Springer-Verlag, 1983, 559 p.
28. Belykh V.N. Elementarnoe vvedenie v kachestvennuyu teoriyu i teorii bifurkacii dinamicheskih sistem [Elementary introduction in the qualitative theory and the theory of bifurkatsiya of dynamic systems]. *Sorosovskii obrazovatel'nyi zhurnal.* 1997. № 1, pp. 115…121.
29. Fert, Cross V., George J.M. et al. Magnetization reversal by injection and transfer of spin. *JMMM.* 2004. Vol. 272–276, p. 1706.
30. Kim Joo-Von, Tiberkevich V., Slavin A.N. Theory of Generation Linewidth in Spin-torque Nano-sized Auto-oscillators. *Journal of Magnetics.* 2007. Vol. 12. № 2, pp. 53…58.
31. Tiberkevich V., Slavin A., Kim Joo-Von. Microwave power generated by a spin-torque oscillator in the presence of noise. *Appl. Phys. Lett.* 2007. Vol. 91, p. 192506.
32. Bertotti G., Magni A., Bonin R. et al. Bifurcation analysis of magnetization dynamics driven by spin transfer. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials.* 2005. Vol. 290–291, pp. 522…525.
33. Popkov A.F., Chinenkov M.Yu. Vliyanie teplovyih fluktuatsiy na avtokolebaniya spinov v mikrovolnovom nanogeneratore. [Effects of thermal fluctuations on the self-oscillations in a microwave nanosized oscillator]. *JETP Letters. Pleiades Publishing, Ltd.* 2008. Vol. 88. № 8, pp. 624…628.
34. Georges B., Grollier J., Cros V. et al. Origin of the spectral linewidth in nonlinear spin-transfer oscillators

based on MgO tunnel junctions. *Phys. Rev. B.* 2009. Vol. 80, p. 060404(R).
35. Slavin A.N., Tiberkevich V.S. Theory of mutual phase locking of spin-torque nanosized oscillators. *Phys. Rev. B.* 2006. Vol. 74. № 10, pp. 104401…104405.
36. Bonin R., Bertotti G., Serpico C. et al. Analytical treatment of synchronization of spin-torque oscillatorsby microwave magnetic fields. *Eur. Phys. J. B.* 2009. Vol. 68, pp. 221…231.
37. Kaka S., Pufall M.R., Rippard W.H. et al. Mutual phase-locking of microwave spin torque nano-oscillators. *Nature*. 2005. Vol. 437, pp. 389…392.
38. Mancoff F.B., Rizzo N.D., Engel B.N., Tehrani S. Phase-locking in double-point-contact spin-transfer devices. *Nature.* 2005. Vol. 437, pp. 393…395.
39. Villard P., Ebels U., Houssameddine D. et al. A GHz spintronic RF oscillator. *IEEE J. Solid-St. Circuits.* 2010. Vol. 45. № 1, pp. 214…223.
40. Ivanov R.D. *Magnitnye metallicheskie plenki v mikroelektronike*. [Magnetic metal films in microelectronics]. M.: Sovetskoe radio, 1980, 192 p.
41. Zvezdin A.K., Kotov V.A. *Magnitooptika tonkih plenok*. [Magnetooptics of the thin films]. M.: Nauka, 1988, 192 p.
42. Kiselev S.I. et al. Current-induced nanomagnet dynamics for magnetic fields perpendicular to the sample plane. *Phys.Rev.Lett.* 2004. Vol. 93. № 3.
43. Bisig, Heyne L., Boulle O., Klaui M. Tunable steady-state domain wall oscillator with perpendicular magnetic anisotropy. *Applied Phys. Lett.* 2009. Vol. 16, pp. 162504…162508.

Сведения об авторах

[1)] Константин Анатольевич Звездин,
E-mail: konstantin.zvezdin@gmail.com
[2), 3)] Максим Юрьевич Чиненков,
E-mail: chinenkov@inbox.ru
[1), 2)] Анатолий Федорович Попков
[2), 3)] Николай Алексеевич Дюжев
[1)] Анатолий Константинович Звездин
[1)] Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38
[2)] Национальный исследовательский университет МИЭТ, 124498, Москва, г. Зеленоград, пр-д 4806, д. 5, стр. 23
[3)] ЗАО «Зеленоградский нанотехнологический центр», 124498, Москва, г. Зеленоград, пр-д 4806, д. 5, стр. 23

Information about authors

[1)] Konstantin Anatolevich Zvezdin, ph.d., senior scientist,
E-mail: konstantin.zvezdin@gmail.com
[2),3)] Maxim Yurievich Chinenkov, ph.d., senior scientist,
E-mail: chinenkov@inbox.ru
[1),2)] Anatoliy Fedorovich Popkov, doctor of science, professor
[2),3)] Nikolay Alekseevich Dyuzhev, ph.d., chief of department
[1)] Anatoliy Konstantinovich Zvezdin, dr. sc., professor, chief scientist
[1)] Prokhorov's General Physics Institute of RAS, Vavilov Street 38, Moscow, 119991, Russia
[2)] National Research University of Electronic Technology MIET, Bld. 5, pas. 4806, Zelenograd, Moscow, 124498, Russia
[3)] JSC «Zelenograd nanotechnology center», bld. 5, h. 23, pas. 4806, Zelenograd, 124498, Moscow, Russia

Статья поступила в редакцию 13.07.2012.