

# Стационарные состояния намагниченности тонкого магнитного слоя наностолбчатой многослойной структуры при действии спин-поляризованного тока и магнитного поля

© В.И. Корнеев\*, А.Ф. Попков\*\*, М.Ю. Чиненков\*\*

\* Московский государственный институт электронной техники,  
Москва, Россия

\*\* Научно-исследовательский институт физических проблем им. Ф.В. Лукина,  
Москва, Россия

E-mail: chinenkov@inbox.ru

(Поступила в Редакцию 23 января 2008 г.  
В окончательной редакции 24 апреля 2008 г.)

Проведен теоретический анализ состояний статического и динамического равновесия спинов в тонком слое проводящего наностолбика с двумя магнитными слоями, один из которых имеет закрепление намагниченности. Анализ выполнен в рамках модели макроспина при учете эффекта передачи вращательного момента Слончевского–Берже. Построены бифуркационные диаграммы смены спиновых состояний на плоскости параметров ток–поле и обсуждается связь особенностей изменения намагниченности и частоты прецессии спинов с бифуркациями в рассматриваемой динамической системе. Показано, что мягкое рождение циклов с нулевой амплитудой сопровождается прецессией с конечной частотой, а обращение частоты в нуль происходит при скачкообразном исчезновении либо рождении циклов с конечной амплитудой. Сравнительный анализ проведен для двух ориентаций магнитного поля: параллельно и перпендикулярно оси легкого намагничивания в плоскости слоя в предположении протекания тока заданной спиновой поляризации.

Работа поддержана грантами РФФИ № 05-02-17152, 06-02-08028, 07-02-91589.

PACS: 75.70.+a, 73.40.Rw, 73.23.-b, 75.60.Jk

## 1. Введение

В работах Слончевского [1] и Берже [2] была теоретически предсказана возможность токового переключения намагниченности путем трансляции вращательного момента из одного магнитного слоя в другой. Затем были выполнены эксперименты по переключению состояний намагничивания спин-поляризованным током в наностолбиках [3–6], нанопроволоках [7] и наноконтактах [8], подтвердившие основные предсказания теории. Появился ряд теоретических работ по расширению первоначально предложенной концепции Слончевского и Берже [9,10], которые касались влияния особенностей спинового транспорта в слоистых структурах, связанных с кинетикой коллективизированных электронов, ответственных за гигантское магнитосопротивление и спиновую динамику в слоях. В них, в частности, было показано, что наряду с квантовым эффектом поглощения вращательного момента на самой границе раздела слоев при протекании тока в слоистой структуре и в непосредственной близости от нее (на нескольких атомных слоях) может возникать также передача вращательного момента, связанная с накоплением неравновесных спинов вблизи границ магнитных слоев на гораздо большей спин-диффузионной длине — с эффектом спиновой аккумуляции [10,11]. Оба явления приводят к возникновению вращательного момента в слоях проводящей структуры спин-вентильного типа, которые различаются по своему действию. С фунда-

ментальной точки зрения понимание характера воздействия конкретного механизма передачи вращательного момента на динамику спинов важно для разделения этих механизмов в изучаемых структурах. Обсуждению указанных вопросов в последнее время посвящен целый ряд работ (см., например [12,13]).

С прикладной точки зрения перемагничивание путем трансляции спинов привлекательно для токового переключения спинтронных элементов магниторезистивной памяти, для которых особенно важно решение проблемы снижения пороговых токов при уменьшении их размеров и увеличения быстродействия [14,15]. Кроме того, предсказанная и обнаруженная возможность поддержания током прецессии спинов может использоваться для создания спинтронных наноразмерных генераторов напряжения в сверхвысокочастотном диапазоне, перестраиваемых без магнитного поля [16,17]. В связи с этим актуально изучение особенностей магнитодинамики слоистых наноструктур, касающихся деталей механизмов токового переключения, генерации колебаний спинов и изменения характерных частот прецессии в зависимости от магнитных и геометрических параметров слоев.

При анализе явлений магнитодинамики под действием спин-поляризованного тока достаточно детально проработана модель однородного вращения спинов — так называемая модель макроспина, которая справедлива для достаточно малых размеров системы, ограниченных обменной длиной. В работах [6,18] показано, что мономодельная модель Слончевского не только качественно,

но и количественно достаточно хорошо согласуется с экспериментально определяемой зависимостью токов переключения от магнитного поля. В последнее время появились работы по микромагнитному моделированию процессов неоднородного перемагничивания при действии спин-поляризованного тока [19–22]. Конечные размеры системы могут менять величины критических токов возникновения прецессии и переключения спиновых состояний, а также приводить к новым эффектам, таким как движение доменных границ. Кроме того, в случае многомодовой динамики важен также учет тепловых флуктуаций. Как показано в работах [23,24], термоактивационные спиновые флуктуации могут приводить к тепловому смешиванию стационарных спиновых состояний и телеграфным эффектам межмодового переброса в области высоких температур. Однако детали процесса токового переключения и механизмов образования прецессионных циклов даже для монодоменной модели — модели макроспина — до конца не выяснены. Так, в работе [5] теоретический анализ уравнений магнитодинамики ограничен рамками линейного приближения. В работах [6,23] обсуждались результаты прямого численного моделирования, однако строгий анализ бифуркационной диаграммы исследуемой системы уравнений не проводился и ее связь с особенностями токовой зависимости частот прецессии не рассматривалась. Численное моделирование дает возможность определить только основные тенденции изменений в системе. Оно не может, например, строго описать поведение частоты прецессии вблизи критических линий исчезновения циклов. Это может дать только сочетание численного и качественного анализа бифуркационных свойств рассматриваемой динамической системы. Бифуркационный анализ динамики спинов при действии спин-поляризованного тока, основанный на рассмотрении спиновой системы как открытой динамической системы в рамках модели макроспина, был проведен в [25–27]. В этих работах рассмотрены основные бифуркации в актуальной для эксперимента области токов и полей в приближении слабой диссипации и малых значений токов. Бифуркационный анализ в случае плоскостного намагничивания проводился для магнитного поля только для одного направления, а именно вдоль легкой оси намагничивания. В процессах плоскостного намагничивания важно понимать также влияние перпендикулярных оси анизотропии составляющих магнитного поля, которые могут возникать из-за полей рассеяния при неоднородном распределении намагниченности в соседних слоях и создаваться током, протекающим в подводящих шинах. Некоторые явления токовой магнитодинамики в геометрии перпендикулярного слоям намагничивания изучались в [17,28–30].

В настоящей работе проводится детальный качественный и численный анализ уравнений магнитодинамики с учетом эффекта Слончевского–Берже для незакрепленного слоя как при параллельной, так и при пер-

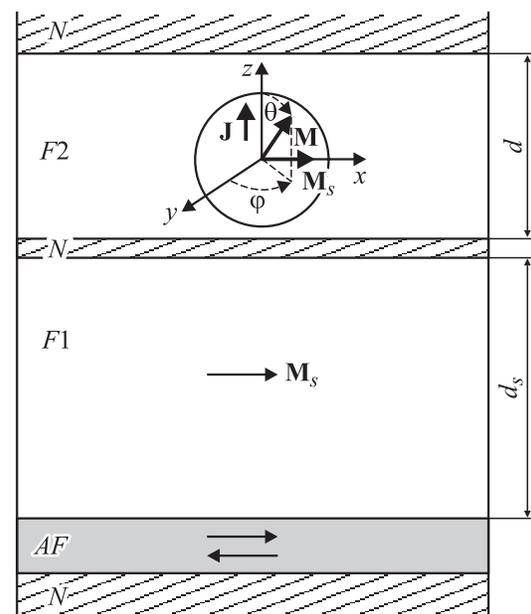
пендикулярной ориентации магнитного поля, лежащего в плоскости магнитного слоя, рассчитываются соответствующие токо-полевые бифуркационные диаграммы и обсуждается влияние вариации тока и магнитных параметров на гистерезис намагничивания и токовую зависимость частот нелинейных мод спиновых колебаний для соответствующего случая.

## 2. Исходные уравнения и модельные предположения

Рассмотрим структуру, состоящую из толстого ферромагнитного слоя толщины  $d_s$  с намагниченностью  $\mathbf{M}_s$ , отделенного тонкой проводящей прослойкой от тонкого ферромагнитного слоя толщины  $d \ll d_s$  с намагниченностью  $\mathbf{M}$ , как показано на рис. 1. Будем исходить из уравнений магнитодинамики Ландау–Лифшица для намагниченности тонкого слоя  $\mathbf{M}$  с учетом токового вращательного члена Слончевского–Берже [1]. При учете затухания в форме Гильберта эти уравнения имеют вид

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma[\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}] - \gamma J G [\mathbf{M} \times [\mathbf{s} \times \mathbf{M}]] + \frac{\alpha}{M} [\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt}], \quad (1)$$

где  $J = \hbar j / deM^2$ ,  $\hbar$  — постоянная Планка,  $e$  — заряд электрона,  $j$  — плотность тока электронов,  $\mathbf{s} = \mathbf{M}_s / M$  — направление спиновой поляризации,  $\gamma$  —



**Рис. 1.** Профиль исследуемой структуры.  $N$  — электроды и промежуточный слой из немагнитного металла,  $F1$  — ферромагнитный слой с закрепленной намагниченностью,  $F2$  — ферромагнитный слой с незакрепленной намагниченностью,  $AF$  — антиферромагнитный слой для закрепления намагниченности в слое  $F1$ .

магнитомеханическое отношение,  $\alpha$  — параметр магнитной релаксации Гильберта,<sup>1</sup>  $G = [-4 + (1 + P)^3 \times (3 + s \cdot s_M)/4P^{3/2}]^{-1}$  — параметр спиновой поляризации тока в объеме толстого ферромагнитного слоя с намагниченностью  $\mathbf{M}_s$ ,  $\sigma_{\pm}$  — парциальные проводимости коллективизированных электронов, различающихся проекцией спинов на направление намагничивания. Следует заметить, что параметр спиновой поляризации  $G$  при рассмотрении более общих моделей переноса вращательного момента (см. далее) несколько отличается от приведенной формы. Однако эти изменения, как показано, например, в [23], не вносят принципиальных изменений в динамику токового перемагничивания, если вариация параметра поляризации лежит в пределах одного порядка величины. Поэтому мы ограничимся указанным приближением. Эффективное поле  $\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H} + \mathbf{H}_a + \mathbf{H}_D$  включает в себя внешнее магнитное поле  $\mathbf{H}$ , поле анизотропии  $\mathbf{H}_a$  и магнитостатические поля размагничивания слоев  $\mathbf{H}_D$ . В дальнейшем будем считать, что магнитостатические поля в плоскости магнитного слоя, связанные с анизотропией формы, включены в  $\mathbf{H}_a$ . Поле размагничивания, связанное с выходом намагниченности из плоскости тонкого слоя, учитывается в локальной форме.

Уравнение (1) получается в предположении идеального квантового характера отражения электронов на границе раздела нормальный металл–ферромагнетик, связанного со скачком электрического потенциала. При этом необходимо предполагать, что толщина рассматриваемого тонкого слоя превышает характерную длину поперечной релаксации спина неравновесных электронов проводимости, но значительно меньше спиндиффузионной длины рассеяния продольной компоненты спины [10,11]. В последнем случае эффектами накопления спинов (спиновой аккумуляцией) в тонком слое можно пренебречь. При дальнейшем анализе уравнения (1) будем предполагать эти условия выполненными. Будем также считать, что поляризация спинов, создающих токовый вращательный момент, постоянна и обусловлена только поляризацией тока в толстом ферромагнитном слое, отделенном тонкой металлической прослойкой из немагнитного металла, а влиянием на нее тонкого магнитного слоя пренебрежем. Кроме того, будем предполагать, что намагниченность нижнего слоя закреплена благодаря тому, что его магнитная анизотропия значительно превосходит анизотропию тонкого слоя. Это обычно достигается включением в нижний слой дополнительного обменно-связанного антиферромагнитного слоя высокой коэрцитивности.

<sup>1</sup> В некоторых работах (см., например [31]) предлагается модификация магнитной релаксации в форме Гильберта для лучшего согласования теории с экспериментальными данными по наблюдению прецессии спинов при токовой накачке. Следует заметить, однако, что магнитная релаксация в этой форме достаточно хорошо зарекомендовала себя при исследовании полевой динамики доменных границ, которая характеризуется существенной нелинейностью динамики спинов [32].

Исключая член с временной производной из правой части уравнения (1), легко показать, что оно сводится к уравнению динамики с затуханием в форме Ландау–Лифшица

$$(1 + \alpha^2) \frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma [\mathbf{M} \times (\mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha G \mathbf{M}_s)] + \frac{\gamma}{M} [\mathbf{M} \times [(\alpha \mathbf{H}_{\text{eff}} - G \mathbf{M}_s) \times \mathbf{M}]]. \quad (2)$$

Указанное уравнение определяет динамику намагниченности тонкого слоя с учетом переноса спинов током  $J$ , поляризованным благодаря наличию толстого ферромагнитного слоя. Из (2) видно, что в уравнениях Ландау–Лифшица возникают два типа вращательных моментов, один из которых пропорционален  $\mathbf{T} \sim \mathbf{M} \times \mathbf{s}$  и перенормирует релаксационную часть уравнений магнитодинамики, а другой  $\mathbf{T} \sim \mathbf{M} \times \mathbf{s} \times \mathbf{M}$  перенормирует полевой прецессионный момент системы. Члены подобного вида, обусловленные дополнительными механизмами, связанными с накоплением и межслойной трансляцией спинов в структуре [18,23,33], могут изначально присутствовать в уравнении (1). Будем считать, что в монодоменной модели токового перемагничивания довлеющим вращательным моментом является второй токовый вращательный момент, что оправдывается также результатами экспериментов для магнитных пленок переходных металлов и их сплавов [6,18] и оценочными расчетами [33]. Кроме того, действие первого вращательного члена сводится в основном к перенормировке внешнего магнитного поля и не меняет основных типов бифуркаций. В связи с этим ограничимся анализом магнитодинамики системы в рамках математической модели, описываемой уравнением (2).

Введем нормировку системы уравнений (2) и проведем качественный анализ этой системы для следующих параметров структуры:  $\mathbf{h} = \mathbf{H}/M_s$ ,  $\tau = t\gamma M_s/(1 + \alpha^2)$ ,  $\gamma = 2 \cdot 10^7$  Ое/с,  $M_s = 1000$  Г,  $h_a = = 2K_u/M_s^2 = 0.2$ ,  $\alpha = 0.02$ ,  $P = 0.3$ .

В этих обозначениях уравнения токовой динамики спинов переписутся в виде

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial \tau} = -(\mathbf{m} \times \mathbf{h}_{\text{eff}}) - \alpha(\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{h}_{\text{eff}})), \quad (3)$$

где  $\mathbf{h}_{\text{eff}} = \mathbf{h} + h_a \mathbf{n}(\mathbf{n} \times \mathbf{m}) - 4\pi m_z \mathbf{e}_z - Jg(\mathbf{m})(\mathbf{m} \times \mathbf{s})$  — нормированное эффективное магнитное поле, которое включает в себя токовый вращательный член Слончевского–Берже,  $1/g(m) = \beta(\mathbf{m} \times \mathbf{s} + 3) - 4$ ,  $\beta = (1 + P)^3/4P^{3/2}$ .

В силу того что модуль намагниченности  $|\mathbf{M}|$  сохраняется во время движения, фазовым пространством системы (2), (3) является сферическая поверхность  $|\mathbf{M}| = M$ . Стационарные точки системы, т.е. положения равновесия с фиксированным направлением намагничивания в тонком слое, удовлетворяют условию  $\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = 0$ . Они находятся из уравнения

$$[\mathbf{s}, (\alpha \mathbf{H}_{\text{eff}} + JMG(P, \mathbf{M}, \mathbf{s})) \cdot [\mathbf{M}, \mathbf{s}]] = 0. \quad (4)$$

Для определения характера стационарных точек проводится линеаризация динамической системы (3) вблизи положения равновесия. Рассчитывается матрица линеаризации  $A$  этой системы вблизи выбранной стационарной точки, которая позволяет найти спектр характеристических корней уравнения  $|A - \lambda E| = 0$ . Основываясь на спектре линеаризованного уравнения вблизи стационарной точки, устойчивость определяют согласно известному правилу: стационарная точка устойчива, если действительная часть всех значений спектра меньше нуля, т.е.  $\text{Re} \lambda < 0$ , и неустойчива, если действительная часть хотя бы одного из значений больше нуля, т.е.  $\text{Re} \lambda > 0$ . Поиск устойчивых и неустойчивых траекторий движения намагниченности осуществляется с помощью численного интегрирования уравнений (3). Однако для большей наглядности и понимания приведенных далее фазовых портретов сепаратрисные траектории на них изображены качественно (с сильным разрежением).

### 3. Магнитные состояния в отсутствие магнитного поля ( $H = 0$ )

Спиновая динамика системы (1)–(3) определяется ее фазовым портретом, который показывает области влияния стационарных точек и предельных циклов прецессии на ее фазовой сфере  $|\mathbf{M}| = \text{const}$ . Диаграмма стационарных состояний в координатах ток–поле задается бифуркационными линиями рассматриваемой динамической системы. Рассмотрим сначала случай  $\mathbf{H} = 0$ . Анализ показывает, что на фазовой плоскости существует до шести особых точек в зависимости от значений тока, величины и ориентации магнитного поля (рис. 2). Так, при нулевом токе в отсутствие магнитного поля имеются два устойчивых фокуса в точках  $\mathbf{M} = \pm M_s$ , 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 случае нулевого магнитного поля наибольшую область устойчивости по токам (см. диаграмму ток–поле на рис. 3) занимают точки равновесия системы, соответствующие параллельным и антипараллельным состояниям легкого намагничивания  $\mathbf{M} = \pm M_s$ , т.е. особые точки  $(\theta = \pi/2, \varphi = 0)$  и  $(\theta = \pi/2, \varphi = \pi)$ . Антипараллельное состояние устойчиво в области  $J > J_1$ , а параллельное — в области  $J < J_2$ , где  $J_{1,2} = \pm \alpha H_a / G_{1,2} M$ . Обе точки в окрестности критических линий представляют собой устойчивый либо неустойчивый фокус. Устойчивые точки равновесия этого типа при изменении тока на больших масштабах превращаются сначала в узел, а затем снова в фокус. В области не слишком больших значений токов и

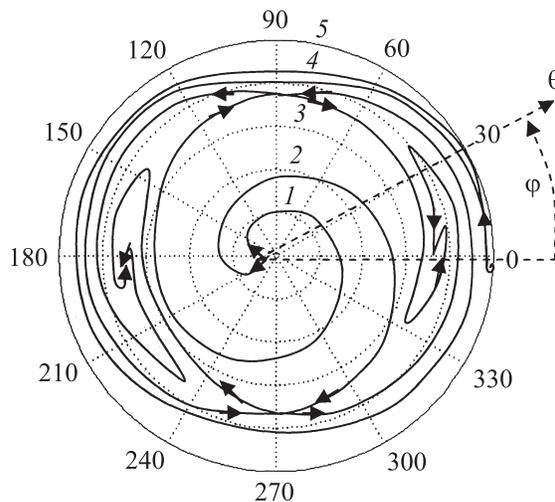


Рис. 2. Фазовый портрет системы уравнений (2) при  $H = 0$ ,  $J = 0$ , показанный на развороте сферической поверхности фазового пространства в полярных координатах  $r = \theta, \varphi$ . Цифры 1–5 — значения полярного угла  $\theta$  на сетке в радианах.

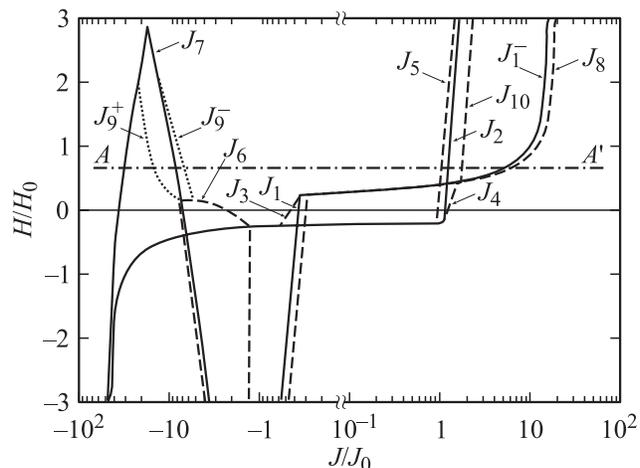


Рис. 3. Диаграмма стационарных спиновых состояний в незакрепленном магнитном слое наностолбика при внешнем поле, параллельном легкой оси  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{n}, \mathbf{s}$ , на плоскости нормированных переменных ток–поле. Параметры нормировки:  $J_0 = 1.52 \cdot 10^7 \text{ A/cm}^2$ ,  $H_0 = 1000 \text{ Oe}$ . 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, представленные на рис. 5.

полей при переходе через точку потери устойчивости, когда ток достигает критического значения  $J = J_{1,2}$ , происходит бифуркация Андронова–Хопфа [34,35]. При этом из устойчивого фокуса в точке  $\theta = \pi/2, \varphi = \pi$

на линии  $J = J_1$  (в области отрицательных токов) рождаются неустойчивый фокус и устойчивый цикл, который увеличивается с ростом абсолютной величины тока выше порогового значения  $J = J_1$  — „мягкое“ рождение цикла. Этот цикл изолирует траектории движения намагниченности с начальным состоянием вблизи неустойчивой точки  $\mathbf{M} = -Ms$  ( $\theta = \pi/2, \varphi = \pi$ ) от притяжения к противоположной устойчивой точке равновесия  $\mathbf{M} = +Ms$  ( $\theta = \pi/2, \varphi = 0$ ). Мягкое рождение цикла сопровождается прецессией спинов с конечной частотой. В последнем случае частота прецессии  $\omega = \text{Im} \lambda$  совпадает с мнимой частью корней характеристического уравнения, соответствующего условию разрешения линейаризованной системы (2) вблизи стационарной точки, из которой рождается цикл. При этом действительная часть характеристических корней в точке бифуркации обращается в нуль, что соответствует превращению устойчивого фокуса сначала в цикл, а затем в неустойчивый фокус.

Исчезновение рожденного в точке  $J = J_1$  цикла происходит при достижении критического тока  $J = J_3$ . Оно связано с бифуркацией Андронова–Леонтович [36], при которой расширяющийся цикл „влипаёт“ 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  $\mathbf{M} = -Ms$  и устойчивую  $\mathbf{M} = +Ms$  точки равновесия.

В окрестности токов вблизи критической линии  $J = J_2$ , соответствующей потере устойчивости особой точки  $\mathbf{M} = -Ms$ , развивается другой бифуркационный сценарий смены равновесных состояний. При прохождении этой линии из неустойчивого фокуса „мягко“ рождается неустойчивый цикл. Здесь имеется покрывающий эту линию интервал токов  $J_5 < J < J_4$ , внутри которого существует прецессия с циклической траекторией конечной амплитуды. Появление этой прецессии связано с бифуркацией „жесткого“ рождения-исчезновения на границе  $J = J_4$ , которая сопровождается образованием вокруг неустойчивого фокуса  $\mathbf{M} = -Ms$  сепаратрисной кривой, соединяющей две седловые точки. При достижении током второй границы  $J = J_5$  возникшая циклическая траектория сливается с разрастающимся неустойчивым циклом, рождающимся „мягко“ при прохождении линии  $J = J_2$  из неустойчивого фокуса в точке  $\mathbf{M} = +Ms$  ( $\theta = \pi/2, \varphi = 0$ ). Время приближения к устойчивому фокусу внутри неустойчивого цикла здесь велико. Оно значительно больше, чем время приближения к противоположному устойчивому фокусу.

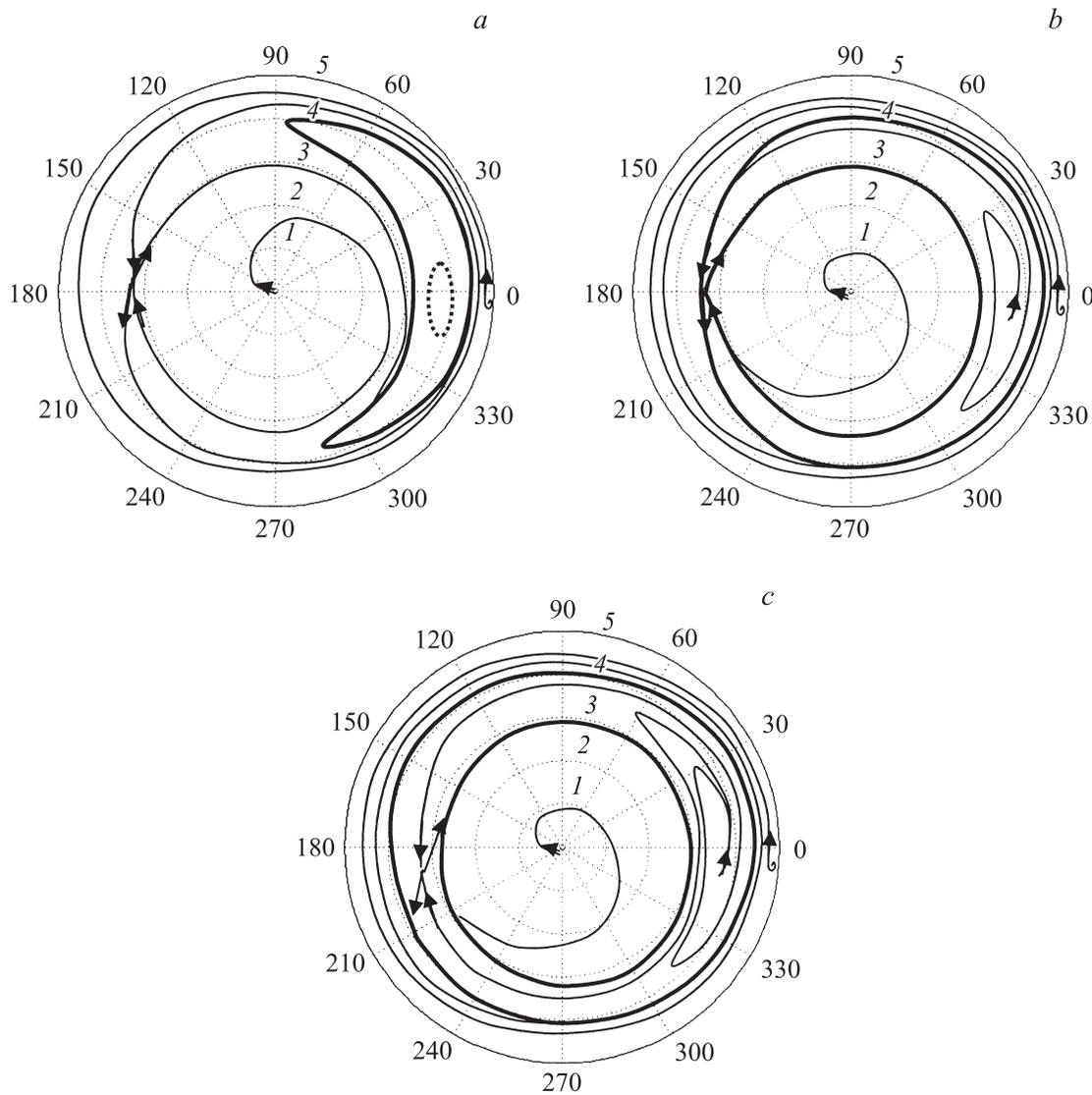
Токовый интервал области существования циклов с прецессией намагниченности вокруг особых точек

$\mathbf{M} = \pm Ms$  вблизи критических линий  $J = J_{1,2}$  относительно невелик. Образование цикла прецессии вблизи этих линий потери устойчивости проявляется в отсутствии прямоуглоности на петле токового гистерезиса и возникновении на ней наклонных участков в узкой окрестности полей вблизи точек переключения.

При увеличении тока выше критического в области отрицательных токов имеется интервал  $J_7 < J < J_6$ , внутри которого возникают два цикла прецессии вокруг осей, выходящих из плоскости магнитного поля. Рождение циклов происходит жестко с конечной амплитудой и нулевой частотой прецессии — в результате бифуркации Андронова–Леонтович. Область притяжения каждого цикла на фазовой плоскости в момент бифуркации „жесткого“ рождения-исчезновения ограничивается петлей сепаратрисы, образуемой гомоклинической траекторией, выходящей и входящей в соответствующую седловую точку. Эти циклы с ростом абсолютной величины тока уменьшаются по амплитуде и затем переходят в две дополнительные устойчивые точки равновесия — „северный“ и „южный“ устойчивые фокусы. Последний переход соответствует бифуркации „мягкого“ исчезновения цикла на особой точке типа фокус. При этом частота прецессии рождающегося цикла совпадает с мнимой частью корней характеристического уравнения, соответствующих особой точке, из которой рождается цикл. Попасть на указанные циклы прецессии намагниченности без приложения магнитного поля невозможно. При приложении магнитного поля область существования этих циклов быстро сужается до нуля и меняется на область существования неустойчивых циклов, показанную пунктирными линиями на диаграмме рис. 3.

#### 4. Магнитные состояния при поле, параллельном оси легкого намагничивания в плоскости тонкого слоя ( $\mathbf{H} \parallel \mathbf{s}$ )

При включении магнитного поля указанные в предыдущем разделе интервалы устойчивости по току для разных типов точек равновесия меняются с его ростом. В общем случае в магнитном поле происходит также смещение (дрейф) особых точек рассматриваемой динамической системы. Для полноты картины приведем сначала результаты качественного анализа системы уравнений (2), (3) для случая магнитного поля, параллельного легкой оси анизотропии намагниченности в слоях структуры, когда  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{s}$ . Этот случай на основе модели макроспина анализировался в [6,23,25,26]. Заметим, что в этих работах рассматривается магнитное поле ориентации, совпадающей с направлением намагниченности закрепленного слоя. При учете изменения величины поляризации тока, обусловленного относительным изменением направления макроспина в незакрепленном



**Рис. 4.** Бифуркационный сценарий изменения фазовых портретов спиновой динамической системы в случае  $H > 0$  при вариации тока вдоль штрихпунктирной линии  $AA'$  на диаграмме, показанной на рис. 3. Устойчивые циклы выделены жирной сплошной линией, неустойчивые — пунктирной. *a* — устойчивый и вложенный неустойчивый циклы прецессии спинов вокруг устойчивого фокуса в точке  $\theta = \frac{\pi}{2}$ ,  $\varphi = 0$  в области  $J_5 < J < J_2$ . При  $J = J_2$  неустойчивый цикл рождается, а при  $J = J_5$  оба цикла сливаются, образуя полуустойчивый цикл, — бифуркация „жесткого“ рождения-исчезновения цикла прецессии. *b* — бифуркация преобразования двух устойчивых циклов в один. Жирными кривыми показаны гомоклинические траектории, исходящие и заканчивающиеся в седловой точке при критическом значении тока  $J = J_{10}$ . *c* — два устойчивых цикла прецессии в области токов  $J_{10} < J < J_1^-$  при наличии одной седловой точки.

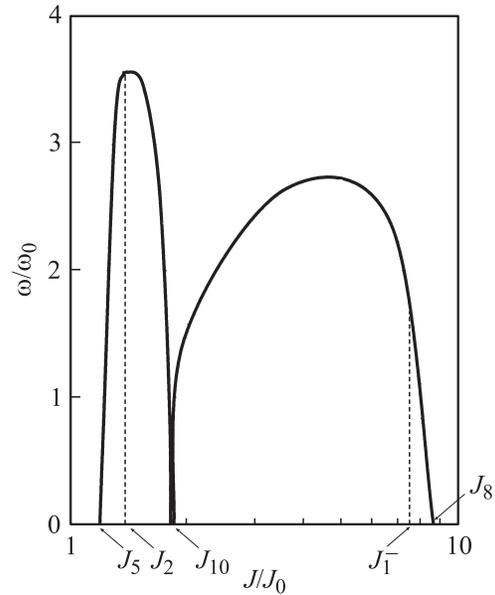
слое, смена знака поля приводит к асимметрии диаграммы ток–поле. Симметрия восстанавливается при переполяризации намагничивания высококоэрцитивного слоя (с „закрепленной“ намагниченностью). Рассчитанная нами диаграмма устойчивости магнитных состояний в зависимости от тока и поля в наиболее актуальной области их изменения для  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{s}$  приведена на рис. 3. В этом случае особые точки  $\mathbf{M} = \pm M\mathbf{s}$  с изменением тока и поля остаются на месте (не дрейфуют). Седловые точки с ростом поля смещаются по „экватору“ фазовой сферы  $\theta = \pi/2$  навстречу друг другу в направлении,

зависящем от знака поля. На линии токов  $J = J_1^-$  седловые точки сливаются с левым  $\mathbf{M} = -M\mathbf{s}$  устойчивым фокусом, образуя одно седло в соответствующей точке. Некоторый дрейф в магнитном поле испытывают также особые точки вблизи „северного“ и „южного“ полюсов.

Из диаграммы на рис. 3 видно, что состояния устойчивости параллельного и антипараллельного магнитных состояний  $\mathbf{M} = \pm M\mathbf{s}$  при полях, меньших поля анизотропии  $|H| < H_a$ , всегда имеют область перекрытия  $J_1 < J < J_2$ , ответственную за гистерезис на кривой то-

кового переключения. В этой области полей нет принципиального изменения сценария бифуркационной смены фазовых портретов системы при изменении тока, рассмотренной для нулевого поля. Так, вблизи линии потери устойчивости стационарной особой точки  $\mathbf{M} = -Ms$  (антипараллельное состояние) с ростом величины тока „мягко“ рождается цикл с амплитудой прецессии, возрастающей с током по корневому закону. В дальнейшем этот цикл сильно расширяется и затем исчезает благодаря бифуркации Андронова–Леонтович (жесткое рождение-исчезновение цикла). Вблизи линии потери устойчивости параллельного состояния  $\mathbf{M} = +Ms$  „мягко“ рождается неустойчивый цикл, который сливается при уменьшении тока с „жестко“ родившимся при больших токах циклом бóльшей амплитуды.

Критический ток  $J = J_2$ , который соответствует потере устойчивости состояния антипараллельного намагничивания слоев, существенно зависит от величины параметра магнитной релаксации Гильберта  $\alpha$  и сильно возрастает по абсолютной величине с его ростом. В то же время критический ток  $J = J_1^-$ , определяющий границу устойчивости параллельного состояния в области полей  $H > H_a$ , слабо меняется с изменением этого параметра. Поэтому имеется критическое значение параметра затухания, ниже которого линии критических токов потери устойчивости стационарных особых точек  $\mathbf{M} = \pm Ms$  не перекрываются. Поэтому 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. Подобное обстоятельство следует из линейного анализа динамической системы рассматриваемого типа (см., например, [18]). При включении магнитного поля выше критической величины возникает область существования прецессии  $J_5 < J < J_8$ , 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. 4, а), при этом последний в дальнейшем „мягко“ исчезает на линии  $J = J_2$  — аналогично рассмотренному выше сценарию при нулевом поле. Затем при продвижении в область прецессии на линии  $J = J_{10}$  этот цикл сильно расширяется и сливается сам с собой в седловой точке, образуя две петли, выходящие из одной седловой точки, как показано на рис. 4, б. В дальнейшем из этих петель рождаются два независимых цикла большой амплитуды (рис. 4, в) с выходящими из плоскости слоя осями прецессии вокруг „северного“ и „южного“ неустойчивых фокусов. Подобный сценарий рождения и эволюции циклов с изменением тока вдоль линии  $AA'$  был описан в работе [26]. Область существования возникающих мод прецессии  $J_5 < J < J_8$  перекрывает линию потери устойчивости антипараллельного состояния  $J = J_1^-$ . На границе потери устойчивости антипараллельного состояния  $J = J_1^-$



**Рис. 5.** Токовая зависимость изменения частоты прецессии спинов вдоль штрихпунктирной линии  $AA'$  бифуркационной диаграммы, показанной на рис. 3. Параметры нормировки:  $J_0 = 1.52 \cdot 10^7$  А/см<sup>2</sup>,  $\omega_0 = 17.54$  GHz.

из одного седла рождаются два седла и устойчивый фокус. При дальнейшем увеличении абсолютной величины тока при  $J = J_8$  циклические траектории исчезают в результате „влипания“ в петли сепаратрисы, каждая из которых проходит через седловые точки — сценарий „жесткого“ рождения-исчезновения циклов. 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. 5).

Токовое изменение состояния намагничивания в области больших полей  $H > H_a$  при отсутствии перекрытия областей устойчивости точек  $\mathbf{M} = \pm Ms$  характеризуется переориентацией средней проекции намагниченности на направление легкого намагничивания. При этом имеются горизонтальные участки гистерезисной задержки на состояниях сильноамплитудной прецессии спинов из-за перекрытия областей существования циклов и равновесных особых точек системы.

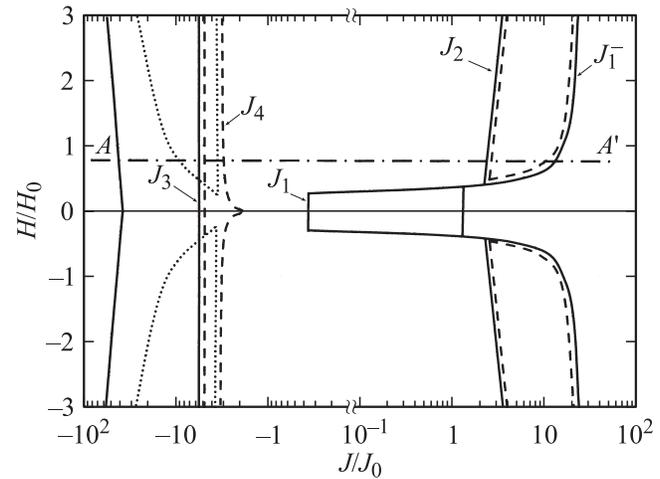
В области больших значений отрицательных токов  $J_9^- < J < J_9^+$  имеется область возникновения неустойчивых циклов.

В случае действия поля в противоположном направлении, когда  $H < 0$ , области существования циклов прецессии вблизи критических линий  $J = J_{1,7}$  расширяются с ростом абсолютной величины поля и сливаются

на критической линии, образуя область существования устойчивой прецессии между критическими токами  $J_7 < J < J_1$ . С ростом тока внутри этой области сначала на границе  $J = J_1$  мягко рождается цикл слабо-амплитудной прецессии, который расширяется и затем образует два устойчивых цикла прецессии с большой амплитудой. Эти циклы при дальнейшем возрастании тока уменьшаются по амплитуде и „мягко“ исчезают на линии  $J = J_7$ , превращаясь в устойчивый фокус вблизи „северного“ и „южного“ полюсов рассматриваемой сферической фазовой поверхности. Частоты прецессии и переориентация намагниченности в этой области характеризуются плавной безгистерезисной зависимостью от тока.

## 5. Равновесные спиновые состояния в поле, перпендикулярном легкой оси намагничивания в плоскости тонкого слоя ( $\mathbf{H} \perp \mathbf{s}$ )

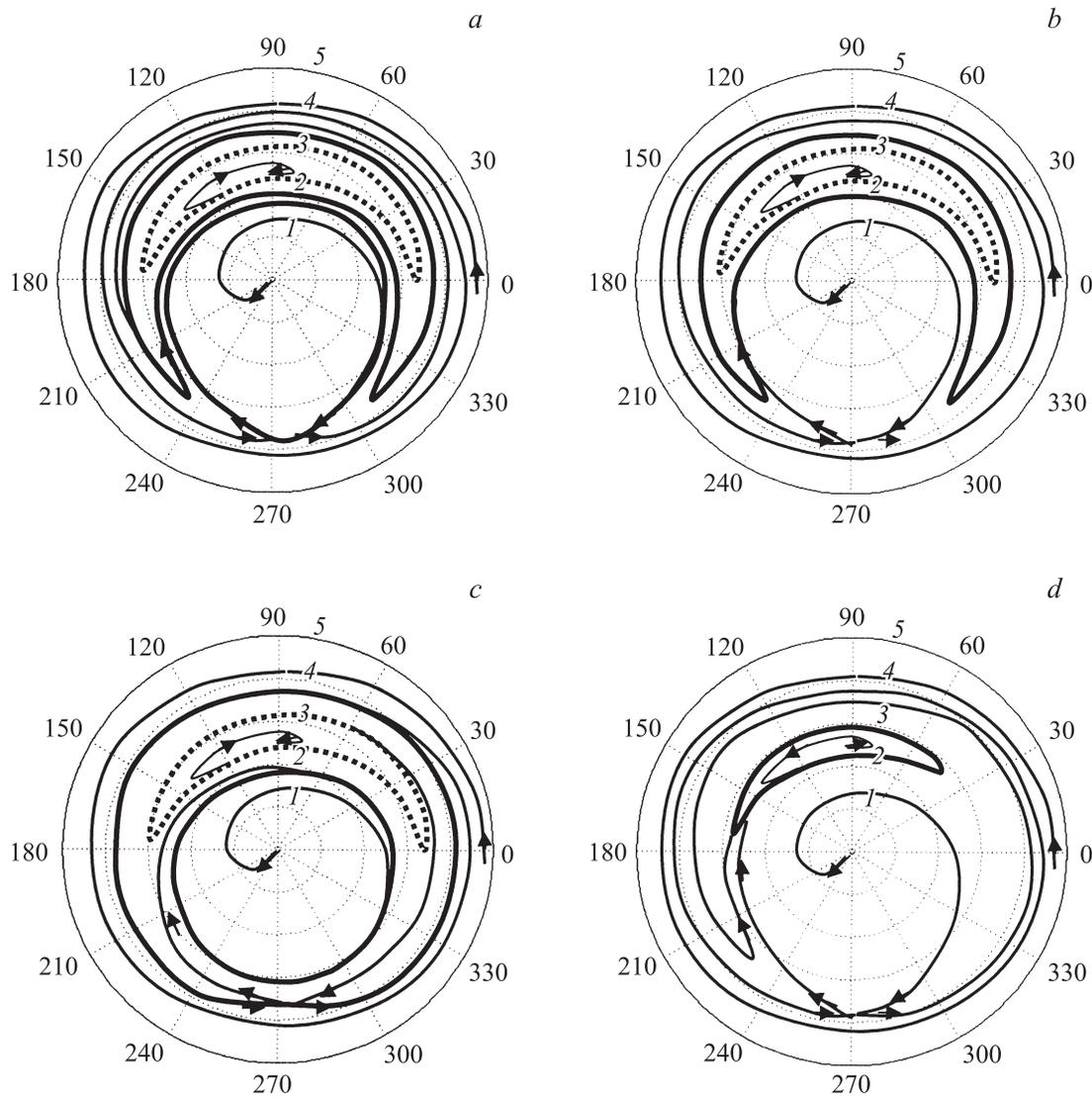
Проведем теперь анализ состояний равновесия системы (2) при  $\mathbf{H} \perp \mathbf{s}$  для тех же параметров структуры. Особенностью намагничивания тонкого слоя в этом случае является ее отклонение от оси анизотропии. Поэтому стационарные состояния равновесия  $\mathbf{M} = \pm M\mathbf{s}$  при включении поля становятся угловыми. При наличии спин-поляризованного тока соответствующие стационарные точки этого типа характеризуются выходом намагниченности из плоскости слоя и дрейфуют с изменением его величины. Последнее обстоятельство проявляется в немонотонной зависимости проекции намагниченности на ось анизотропии от тока на гистерезисных кривых. Остальные точки равновесия лежат строго в плоскости, перпендикулярной направлению оси легкого намагничивания ( $\theta = \pi/2$ ). Диаграмма ток–поле для этого случая характеризуется симметричной зависимостью критических токов от поля. Для положительных значений поля она приведена на рис. 6. Так же как и в случае  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{s}$ , здесь имеются перекрывающиеся области устойчивых стационарных особых точек и области существования устойчивых циклов. В области малых полей при  $|H| < H_a$  бифуркационный сценарий смены спиновых состояний при изменении тока аналогичен случаю  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{s}$ . В области полей  $H_a < |H| < H_a + 2\pi M$  более богатой на бифуркации является область отрицательных токов. Рассмотрим сценарий смены состояний вдоль линии  $AA'$  диаграммы, показанной на рис. 6. Основные типы бифуркаций представлены на рис. 7. В области отрицательных токов сначала возникают устойчивый и вложенный неустойчивый циклы по достижении критического значения  $J \sim J_4$  (рис. 7, *a*). Затем при увеличении абсолютной величины тока происходит жесткое рождение устойчивого цикла вблизи „северного“ полюса путем образования замкнутой гомоклинической траектории, проходящей через седловую точку (рис. 7, *b*) (бифуркация Андронова–Леонтович).



**Рис. 6.** Бифуркационная диаграмма равновесных состояний при  $\mathbf{H} \perp \mathbf{s}$ . Параметры нормировки:  $J_0 = 1.52 \cdot 10^7$  А/см<sup>2</sup>,  $H_0 = 1000$  Ое. Сплошные линии — линии, на которых происходит потеря устойчивости стационарных равновесных состояний, штриховые линии — границы области устойчивых циклов, пунктирные — неустойчивых циклов. Штрихпунктирной линией  $AA'$  отмечены значения полей, при которых рассчитаны характерные частоты прецессии, представленные на рис. 8.

После этого рост абсолютной величины тока приводит к исчезновению устойчивого цикла, родившегося вместе с неустойчивым. При дальнейшем увеличении тока жестко появляется устойчивый цикл большой амплитуды вокруг „южного“ полюса (рис. 7, *c*). Затем при достижении током критической величины  $J = J_3$  эти циклы мягко исчезают вблизи „северного“ и „южного“ полюсов сферы. Вместо них появляются два дополнительных устойчивых фокуса. При дальнейшем увеличении тока неустойчивый цикл также пропадает, а при очень большой величине тока происходит изменение точки равновесия — переход в квазипараллельное состояние.

В области положительных токов, как и в случае  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{s}$ , имеется большая область существования циклов прецессии без устойчивых особых точек (рис. 7, *d*). Рождение цикла происходит мягко, а жесткое его исчезновение в области больших абсолютных значений тока связано с бифуркацией рождения седло–узел (бифуркация Андронова–Леонтович). Характерным отличием от случая  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{s}$  здесь 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; 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 (рис. 8). Отметим также, что на характерной зависимости намагниченности от тока появляются дополнительные особенности, связанные не



**Рис. 7.** Бифуркации в спиновой динамической системе при  $\mathbf{H} \perp \mathbf{s}$  при изменении тока вдоль линии  $AA'$  на диаграмме, показанной на рис. 6. Жирной сплошной линией показаны устойчивые циклы, пунктирной — неустойчивые. *a* — возникновение устойчивого и вложенного неустойчивого циклов в области положительных токов  $J \sim J_4$ , *b* — рождение устойчивого цикла вблизи „северного“ полюса, *c* — рождение устойчивого цикла вблизи „южного“ полюса, *d* — прецессионный устойчивый цикл вблизи линии  $J \sim J_1^-$ .

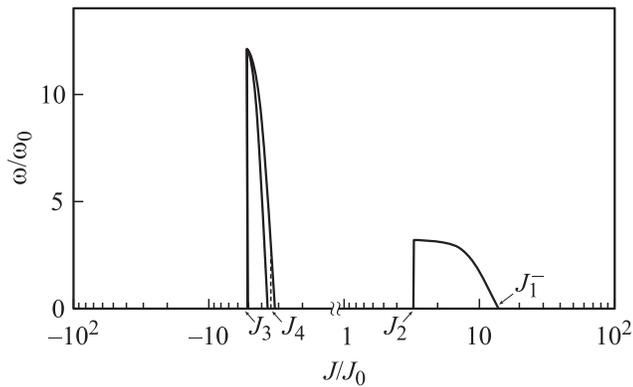
только с возникновением состояний циклической прецессии, но и с дрейфом точек равновесия вне области прецессии.

## 6. Заключение

Таким образом, проведенный нами бифуркационный анализ уравнений магнитодинамики спиновой системы слоистой магнитной структуры с одним незакрепленным слоем и токо-полевых диаграмм состояний равновесия показал следующее.

При заданном закреплении намагниченности нижнего слоя диаграмма состояний равновесия намагниченности на плоскости ток–поле в случае поля, параллельного оси анизотропии, полностью асимметрична относитель-

но направления магнитного поля. Симметрия восстанавливается путем переполаризации толстого слоя с закрепленной намагниченностью. При перпендикулярном направлении магнитного поля в плоскости слоя подобная диаграмма симметрична относительно изменения знака поля. Как в случае  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{s}$ , так и при  $\mathbf{H} \perp \mathbf{s}$  на диаграмме ток–поле имеются области, в которых отсутствуют равновесные особые точки и существуют только прецессионные равновесные состояния. С ростом магнитного поля прецессионные состояния в конце концов исчезают в обоих случаях. На форму кривых токового гистерезиса намагниченности при  $\mathbf{H} \perp \mathbf{s}$  влияют не только переходы между особыми точками и прецессионными циклами, но и дрейф особых точек в магнитном поле. Вариация параметра затухания может



**Рис. 8.** Токовая зависимость изменения частоты прецессии спинов вдоль штрихпунктирной линии  $AA'$  бифуркационной диаграммы, показанной на рис. 6. Параметры нормировки:  $J_0 = 1.52 \cdot 10^7$  A/cm<sup>2</sup>,  $\omega_0 = 17.54$  GHz. Две сплошные линии в области отрицательного тока относятся к модам прецессии с большим выходом намагниченности из плоскости слоя. Штриховой линией обозначена узкая область плоскостной моды прецессии.

приводить к исчезновению области прецессии спинов при отрицательных токах.

Имеются несколько различных типов бифуркаций в системе, определяющих механизмы мягкого и жесткого рождения-исчезновения, а также слипания циклов прецессии. При этом мягкое рождение характеризуется конечной частотой прецессии в цикле, а жесткое рождение и слипание циклов сопровождаются обращением частоты прецессии в нуль. В случае  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{s}$  имеется область прецессии, в которой происходит рождение двух циклов прецессии из одного. В этой области происходит немонотонное изменение частоты прецессии с ростом тока. При  $\mathbf{H} \perp \mathbf{s}$  в области не слишком малых полей это явление не возникает, и изменение частоты носит монотонный характер. Увеличение магнитного поля в обоих случаях приводит к падению частоты прецессии. Главная особенность перпендикулярного намагничивания полем заключается в отсутствии возникновения двухмодовой прецессии вокруг „северного“ и „южного“ полюсов при положительных токах и наличии подобной прецессии в области отрицательных токов. В случае параллельного намагничивания в области полей, превышающих поле анизотропии, подобная прецессия возможна только при положительных токах.

Как уже указывалось выше, рассмотренная модель макроспина справедлива при достаточно малых размерах, ограниченных обменной длиной, и низких температурах, когда тепловыми колебаниями спинов можно пренебречь. Тепловые флуктуации спинов и неоднородные моды перемагничивания могут смещать величины критических токов межмодовых переходов, приводить к слиянию критических линий благодаря тепловому смешиванию стационарных состояний, ограничению времени и области существования когерентной прецессии спинов

и другим явлениям (см., например, [37]). 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. Очевидно, однако, что понимание процессов смены состояний в макроспиновой модели необходимо при анализе явлений токовой магнитодинамики в спиновых динамических системах с большим числом степеней свободы, таких как система взаимосвязанных наностолбиков, многослойные спиновые структуры и т.д. Детальное обсуждение этих вопросов выходит за рамки настоящей работы.

Авторы благодарят А.К. Звездина, П.Е. Зильбермана и А.Н. Славина за полезные замечания, а также Н.Е. Кулагина и Н.В. Островскую за стимулирующие дискуссии и помощь в работе.

## Список литературы

- [1] J. Slonczewski. *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L1 (1996).
- [2] L. Berger. *Phys. Rev. B* **54**, 9353 (1996).
- [3] J.A. Katine, F.J. Albert, R.A. Buhrman, E.B. Myers, D.C. Ralph. *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3149 (2000).
- [4] F.J. Albert, J.A. Katine, R.A. Buhrman, D.C. Ralph. *Appl. Phys. Lett.* **77**, 3809 (2000).
- [5] J. Grollier, V. Cros, A. Hamzic, J.M. George, H. Jaffres, A. Fert, G. Faini, J. Ben Youssef, H. Legal. *Appl. Phys. Lett.* **78**, 3663 (2001).
- [6] S.I. Kiselev, J.C. Sankey, I.N. Krivorotov, N.C. Emley, R.J. Schoelkopf, R.A. Buhrman, D.C. Ralph. *Nature (London)* **425**, 380 (2003).
- [7] J.E. Wegrowe, D. Kelly, Y. Jaccard, Ph. Guittienne, J.Ph. Ansermet. *Europhys. Lett.* **45**, 626 (1999).
- [8] M. Tsoi, A.G. Jansen, J. Bass, W.C. Chiang, M. Seck, V. Tsoi, P. Wyder. *Phys. Rev. Lett.* **80**, 4281 (1998).
- [9] M.D. Stiles, A. Zangwill. *Phys. Rev. B* **66**, 1; 014407 (2002).
- [10] A. Shpiro, P.M. Levy, S. Zhang. *Phys. Rev. B* **67**, 104430 (2003).
- [11] C. Heide, P.E. Zilberman, R.J. Elliott. *Phys. Rev. B* **63**, 064424 (2001).
- [12] E.M. Epshtein, Yu.V. Gulyaev, P.E. Zilberman, A.I. Krikunov. *Cond-mat/0607592* (2006).
- [13] А.К. Звездин, А.В. Хвальковский. *ФТТ* **49**, 4, 711 (2007).
- [14] T. Devolder, A. Tulapurkar, Y. Suzuki, C. Chappert, P. Crozat, K. Yagami. *J. Appl. Phys.* **98**, 053904 (2005).
- [15] F.B. Mancoff, N.D. Rizzo, B.N. Engel, S. Tehrani. *Nature (London)* **437**, 393 (2005).
- [16] A.N. Slavin, V.S. Tiberkevich, *Phys. Rev. B* **74**, 104401 (2006).
- [17] K.J. Lee, O. Redon, B. Dieny. *Appl. Phys. Lett.* **86**, 22505 (2005).
- [18] A. Fert, V. Cross, J.M. George, J. Grollier, H. Jaffres, A. Hamzic, A. Vaures. *J. Magn. Magn. Mater.* **272–276**, 1706 (2004).

- [19] A. Thiaville, Y. Nakatani, J. Miltat, N. Vernier. *J. Appl. Phys.* **95**, 7049 (2004).
- [20] J. Miltat, G. Albuquerque, A. Thiaville, C. Vouille. *J. Appl. Phys.* **89**, 6982 (2001).
- [21] Z. Li, S. Zhang. *Phys. Rev. B* **68**, 024404 (2003).
- [22] D. Berkov, N. Gorn. *Phys. Rev. B* **71**, 052403 (2005).
- [23] J. Xiao, A. Zangwill, M.D. Stiles. *Phys. Rev. B* **72**, 014446 (2005).
- [24] R. Bonin, G. Bertotti, C. Serpico, I.D. Mayergoyz, M. d'Aquino. *J. Magn. Magn. Mater.* **316**, 919 (2007).
- [25] G. Bertotti, A. Magni, R. Bonin, I.D. Mayergoyz, C. Sepgico. *J. Magn. Magn. Mater.* **290–291**, 522 (2005).
- [26] G. Bertotti, C. Serpico, I.D. Mayergoyz, A. Magni, M. D'Aquino, R. Bonin. *Phys. Rev. Lett.* **94**, 127206 (2005).
- [27] G. Bertotti, C. Serpico, I.D. Mayergoyz, R. Bonin, M. D'Aquino. *J. Magn. Magn. Mater.* **316**, 285 (2007).
- [28] A.D. Kent, B. Ozyilmaz, E. del Barco. *Appl. Phys. Lett.* **84**, 3897 (2004).
- [29] R. Bonin, G. Bertotti, I.D. Mayergoyz, C. Serpico. *J. Appl. Phys.* **99**, 08G508 (2006).
- [30] А.К. Звездин, К.А. Звездин. *ЖЭТФ* **122**, 4(10), 879 (2002).
- [31] V. Tiberkevich, A. Slavin. *Phys. Rev. B* **75**, 014440 (2007).
- [32] А. Малоземов, Дж. Слонзуски. *Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами*. Мир, М. (1982). 384 с.
- [33] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, А.И. Крикунов, А.И. Панас, Э.М. Эпштейн. *Письма в ЖЭТФ* **85**, 3, 192 (2007).
- [34] L.P. Shilnikov, A.L. Shilnikov, D.V. Turaev, L.O. Chua. *Methods of qualitative theory in nonlinear dynamics. Pt. I. World Scientific Series on Nonlinear Science. Singapore (1998). Ser. A. V. 4. 415 p.*
- [35] J. Guckenheimer, Ph. Holmes. *Nonlinear oscillations dynamical systems and bifurcations of vector fields*. Springer-Verlag, Berlin (1983). 559 p.
- [36] В.Н. Бельх. *Сорос. образоват. журн.* **1**, 115 (1997).
- [37] J.C. Sankey, P.M. Braganca, A.G.F. Garcia, I.N. Krivorotov, R.A. Buhrman, D.C. Ralph. *Phys. Rev. Lett.* **96**, 227601 (2006).