

# Индuced токoм давление на доменную стенку в спин-вентильной структуре: модель стонерoвского ферромагнетика

© А.К. Звездин, А.В. Хвальковский

Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук,  
119991 Москва, Россия

E-mail: khvalkov@ran.gpi.ru

(Поступила в Редакцию 28 августа 2006 г.)

Исследуется воздействие тока, текущего перпендикулярно слоям структуры типа спиновой вентиль, на доменную стенку, содержащуюся в свободном слое последнего. Показано, что образующаяся при этом неравновесная спиновая концентрация приводит к возникновению давления на доменную стенку. Это давление зависит от тока квадратично и для типичных магнитных параметров и плотностей тока  $10^7 - 10^8 \text{ A/cm}^2$  аналогично присутствию поля порядка единиц–десятков эрстед. Величина давления и его знак сильно зависят от геометрических и физических параметров устройства. Задача решена в рамках модели ферромагнетизма коллективизированных электронов. Обсуждается соответствие обнаруженного эффекта экспериментальным данным по перемагничиванию поляризованным по спину током в структурах данного типа.

Работа поддержана РФФИ (проект № 04-02-17600), Фондом „Династия“, „Фондом содействия отечественной науке“.

PACS: 85.75.-d, 75.47.-m

## 1. Введение

В последнее время большое внимание уделяется исследованию процессов переключения магнитных нанобъектов с помощью локального воздействия электрического тока на их магнитный момент. Интерес к этой задаче стимулируется успехами и проблемами в области создания элементов магнитной памяти MRAM [1,2] и магнитных логических элементов [3]; в их основе лежит запись информации в виде состояния намагниченности в свободном слое (т.е. слое с малой коэрцитивностью) магнитной многослойной ячейки. В настоящее время переключение таких объектов осуществляется с помощью внешнего магнитного поля, что является невыгодным с энергетической точки зрения. Другим возможным способом переключения таких элементов является воздействие тока, текущего перпендикулярно слоям многослойной магнитной структуры и создающего вокруг себя вихревое магнитное поле [4]. Однако при размере элемента менее  $\sim 300 \text{ nm}$  (для обычных ферромагнетиков) [5] более существенную роль играет другой механизм. Суть его состоит в том, что носители тока после того, как они покидают магнитный слой, некоторое время сохраняют корреляцию своей намагниченности с намагниченностью этого слоя. Если они при этом попадают в другой магнитный слой (например, свободный слой магнитной ячейки), то они будут воздействовать на намагниченность этого слоя благодаря обменному взаимодействию. При достаточной плотности тока (в экспериментах она обычно лежит в пределах  $10^7 - 10^8 \text{ A/cm}^2$  [6,7]) это воздействие может привести к перемагничиванию свободного слоя.

Согласно существующим представлениям, взаимодействие тока с намагниченностью осуществляется с помо-

щью двух механизмов. Первый из них был предложен в независимых работах Слончевского [8] и Берже [9], в которых впервые был предсказан сам эффект переключения поляризованным по спину током. Этот механизм состоит в том, что, когда поляризованные носители проникают в магнитный слой с намагниченностью  $\mathbf{M}$ , их поперечная относительно  $\mathbf{M}$  компонента поляризации передается слою. Эта передача получила название переноса спина (spin-transfer). Результирующее действие тока на намагниченность может быть описано с помощью введения в уравнение Ландау–Лифшица вращающего момента типа

$$\tau_s = -\frac{\gamma a_J}{M_s} \mathbf{M} \times [\mathbf{M} \times \mathbf{m}_{\text{ref}}], \quad (1)$$

где  $\mathbf{m}_{\text{ref}}$  — единичный вектор вдоль намагниченности поляризатора, т.е. слоя, из которого носители вышли;  $\gamma$  — гиромангнитное отношение;  $M_s$  — намагниченность насыщения слоя, динамика которого рассматривается;  $a_J$  — константа с размерностью магнитного поля, пропорциональная току (составляет порядка  $100 \text{ Oe}$  для тока плотностью  $10^7 \text{ A/cm}^2$ ).

В последующих работах было выяснено, что описывать поляризацию тока необходимо в терминах так называемой спиновой аккумуляции  $\mathbf{m}$  — неравновесной концентрации спина коллективизированных электронов [10–13]. Перенос спина вызван обменным взаимодействием спиновой аккумуляции с намагниченностью решетки  $\mathbf{M}$

$$H_{\text{ex}} = -J\mathbf{M}\mathbf{m}, \quad (2)$$

где  $J$  — константа обменного взаимодействия. В результате взаимодействия (2) поперечная (относительно намагниченности решетки  $\mathbf{M}$ ) компонента спиновой аккумуляции  $m_t$  создает для  $\mathbf{M}$  вращающий момент [11,12].

При этом из-за обратного действия намагниченности на  $m_t$  последняя очень быстро релаксирует — на расстояниях порядка 1–2 нм, как это было показано с помощью *ab initio* вычислений в работах [14].

Впервые значение спиновой аккумуляции в данном явлении было отмечено в работе Хайде и др. [10]; в ней же был представлен второй механизм перемагничивания поляризованным током. Было замечено, что из-за обменного взаимодействия (2) свободная энергия слоя, в который инжектируются поляризованные носители, увеличивалась на величину, зависящую от проекции вектора спиновой аккумуляции на намагниченность слоя. При достаточно большой плотности тока разность энергий антипараллельной и параллельной конфигураций становилась достаточной для того, чтобы совершилось перемагничивание. В работах [15,16] было описано совместное действие механизмов, обусловленных как продольной, так и поперечной компонентой спиновой аккумуляции. Согласно оценкам [15], для достаточно тонких магнитных слоев ( $\sim 2\text{--}7$  нм, что является наиболее типичным для экспериментов) определяющим является процесс перемагничивания с помощью механизма переноса спина. В большинстве других работ, посвященных вращающему моменту [11,12], действие продольной компоненты игнорируется: считается, что ее наличие приводит к перенормировке энергии и недостаточно для перемагничивания слоя. Заметим, что при этом рассматривается перемагничивание однодоменной области.

Однако если рассматривается слой с неоднородным распределением намагниченности, то обменное взаимодействие продольной компоненты с намагниченностью приводит к возникновению градиента энергии в местах неоднородности, т. е. к силе, действующей на последние. Рассмотрим предельный случай, когда неоднородность распределения намагниченности представляет собой бесконечно тонкую доменную стенку (ДС). В этом случае члены типа (1) точно равны нулю; тем не менее, как показано в последующих разделах, следует ожидать возникновения конечного давления на ДС. Изучению этой задачи и посвящена настоящая работа. Задача решается в рамках модели ферромагнетизма коллективизированных электронов (так называемая модель Стонера), которая позволяет в наиболее корректном и в то же время простом виде провести анализ энергетического баланса системы. Подобная задача в рамках  $s-d$ -модели была рассмотрена в [17].

## 2. Постановка задачи

Рассматривается магнитная многослойная спин-вентильная структура (рис. 1). Она состоит из поляризатора — слоя с закрепленной намагниченностью (нижний слой), над которым находятся тонкая немагнитная прослойка, свободного магнитного слоя и немагнитного металлического контакта (верхний слой). Предполагается,

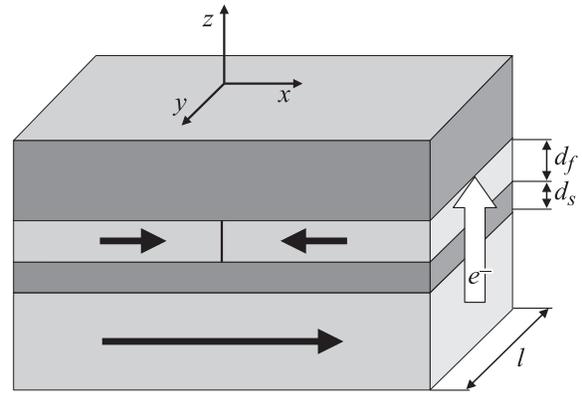


Рис. 1. Геометрия рассматриваемой структуры типа спинового вентиля.

что в свободном магнитном слое находится одна бесконечно тонкая ДС, а намагниченность закрепленного слоя лежит вдоль положительного направления оси  $x$ . Для определенности мы рассматриваем ДС типа „голова-к-голове“ как наиболее типичную для таких объектов [18], но, как видно из дальнейшего, результаты не зависят от типа ДС.

Предположим, что намагниченность левого домена совпадает с намагниченностью закрепленного слоя, а намагниченность правого домена имеет противоположное направление. Центр координат поместим на закрепленный слой так, чтобы ДС находилась при  $x = 0$ . Толщину закрепленного слоя обозначим как  $d_f$ , промежуточного — как  $d_s$ ; нижний магнитный и верхний немагнитный слой будем считать бесконечно толстыми. Размер системы вдоль оси  $y$  обозначим как  $l$ .

Ток электронов течет из закрепленного слоя в свободный. В результате в окрестности последнего возникнет спиновая аккумуляция. Наличие неравновесной спиновой концентрации в некоторой области пространства приводит к изменению в ней плотности свободной энергии. Таким образом, в окрестности ДС плотность свободной энергии будет функцией координат. В результате на ДС будет действовать давление. Нашей задачей является получение оценки для величины этого давления.

## 3. Изменение плотности свободной энергии при наличии спиновой аккумуляции

Задача решается в рамках стонеровской модели ферромагнетизма, которая широко используется для описания транспортных свойств  $3d$ -ферромагнитных металлов. В рамках этой модели ферромагнетик рассматривается в виде Ферми-газа электронов, между которыми имеется обменное взаимодействие. Свободная энергия  $F$

такой системы записывается в виде [19]

$$F = E_{\text{kin}} + E_{\text{ex}} + E_{\text{corr}}, \quad (3)$$

где  $E_{\text{kin}}$  — кинетическая энергия электронов,  $E_{\text{ex}}$  — их обменная энергия,  $E_{\text{corr}}$  — корреляционная добавка, которая в данной работе не учитывается. Кинетическая энергия одной элементарной ячейки имеет вид [19]

$$E_{\text{kin}} = \int_0^{\xi_+} \varepsilon g_+(\varepsilon) d\varepsilon + \int_0^{\xi_-} \varepsilon g_-(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (4)$$

где  $\xi_{\pm}$  — значение химического потенциала для каждой из двух спиновых поляризации, отсчитанного от дна зоны проводимости,  $g_{\pm}$  — плотность состояний соответствующих спиновых подзон; спиновые поляризации обозначены индексами плюс и минус. Обменную энергию можно записать в виде

$$E_{\text{ex}} = -J(N_+^2 + N_-^2) + o(N^2, N_+^2, N_-^2), \quad (5)$$

где  $J$  — энергия обменного взаимодействия пары электронов,  $N_{\pm}$ ,  $N$  — соответственно число электронов с поляризацией „вверх“ и „вниз“ и полное число электронов на один узел кристаллической решетки ( $N = N_+ + N_-$ ),  $o(N^2, N_+^2, N_-^2)$  — дальнейшие члены разложения обменной энергии по степеням  $N^2$ ,  $N_+^2$ ,  $N_-^2$ .

Для выяснения физической картины происходящего обсудим сначала простейший случай прямоугольных зон, т.е. случай  $g_+ = g_- = g$  ( $g$  не зависит от энергии).

Рассмотрим равновесный случай (спиновая аккумуляция отсутствует). Пусть в результате обменного взаимодействия из одной спиновой подзоны в другую перешло  $n$  электронов. Тогда полное изменение свободной энергии относительно парамагнитной конфигурации  $N_+ = N_- = N/2$  можно записать в следующем виде (с точностью до членов порядка  $n^4$ ):

$$\Delta F = -(2J - g^{-1})n^2 + \frac{\lambda}{2}n^4, \quad (6)$$

где нечетные степени отсутствуют по соображениям симметрии относительно изменения знака  $n$ . Коэффициент при  $n^2$  согласуется с известным стонеровским критерием ферромагнетизма  $2Jg > 1$ . Равновесное значение  $n_0$ , которое получается минимизацией  $\Delta F(n)$ , равно

$$n_0 = \sqrt{\frac{2J - g^{-1}}{\lambda}}. \quad (7)$$

Пусть в системе присутствует спиновая аккумуляция. Обозначим через  $n_{SA}$  изменение концентрации носителей каждой из спиновых подзон; из локальной электрической нейтральности картины следует, что изменения концентраций противоположных поляризаций будут равны. Формула (6) верна независимо от того, чем вызвано

изменение числа электронов спиновых подзон. Обозначив через  $\Delta F_{SA}(n_{SA})$  разность  $\Delta F(n_0 + n_{SA}) - \Delta F(n_0)$ , получаем с учетом (7)

$$\Delta F_{SA}(n_{SA}) = 2(2J - g^{-1})n_{SA}^2, \quad (8)$$

пренебрегая членами более высоких степеней по  $n_{SA}$ . Поправка к  $\Delta F_{SA}(n_{SA})$  первого порядка по  $n_{SA}$  обратилась в нуль, чего и следовало ожидать исходя из условия экстремальности функции  $\Delta F(n)$  в точке  $n_0$ , в результате получается квадратичная зависимость изменения свободной энергии от  $n_{SA}$ . Как показано в Приложении А (см. (A7), (A9)), для случая ферромагнетика с произвольным законом дисперсии получается также квадратичная зависимость.

В дальнейшем вместо неравновесной концентрации  $n_{SA}$  более удобно оперировать величиной  $\mu_s$ , равной разности  $\mu_+ - \mu_-$  электрохимических потенциалов двух спиновых подзон  $\mu_{\pm}$  [20–22]. Неравновесная спиновая концентрация  $n_{SA}$  связана с  $\mu_s$  соотношением [22]

$$\mu_s = n_{SA}(g_+^{-1} + g_-^{-1}), \quad (9)$$

где  $g_{\pm}$  — плотности состояний спиновых подзон ферромагнетика на уровне Ферми. Перепишем с помощью (9) общее выражение (A9) для изменения плотности свободной энергии  $\Delta f_{SA}(\mu_s) \equiv \Delta F_{SA}(\mu_s)/a^3$  ( $a^3$  — объем, приходящийся на один атом)

$$\Delta f_{SA}(\mu_s) = \frac{(1 - \delta^2)}{2} \frac{g_f \mu_s^2}{a_f^3} [4J\tilde{g} - 1]. \quad (10)$$

Здесь  $g_f = (g_+ + g_-)/2$ ,  $\delta = (g_+ - g_-)/(g_+ + g_-)$  — параметр асимметрии плотности состояний; величина в квадратных скобках имеет значение порядка единицы;  $a_f^3$  — объем, приходящийся на один ферромагнитный атом.

Для дальнейших расчетов понадобится также выражение для изменения плотности свободной энергии немагнитного металла при наличии спиновой аккумуляции. Оно может быть получено непосредственно из формул (6), (9) для случая нулевой обменной энергии и  $g_+ = g_- \equiv g_n$

$$\Delta f_{SA}^n(\mu_s) = \frac{g_n}{4} \frac{\mu_s^2}{a_n^3}, \quad (11)$$

$a_n^3$  — объем, приходящийся на один немагнитный атом. Вклад ненулевой обменной энергии (его здесь для упрощения формул не рассматриваем) может быть учтен очевидным образом.

#### 4. Давление на доменную стенку

Как уже обсуждалось в разделе 2, при течении тока в окрестности свободного слоя возникает спиновая аккумуляция, в результате чего плотность свободной энергии становится функцией координат. В результате на ДС начинает действовать сила, которая определяется

интегралом по всей системе от  $x$ -компоненты градиента плотности свободной энергии  $\nabla_x f = \nabla_x(\Delta f_{SA})$ . Давление  $p$  на ДС есть эта сила, отнесенная к единице площади ДС,

$$p = \frac{1}{ld_f} \int_X \int_0^l \int_{-\infty}^{+\infty} \nabla_x(\Delta f_{SA}) dx dy dz, \quad (12)$$

где  $X$  — область интегрирования по оси  $x$ . Непосредственно интегрируя по  $x$  и  $y$  (по оси  $y$  распределение считаем однородным), получаем

$$p = \frac{1}{d_f} \int_{-\infty}^{+\infty} [\Delta f_{SA}^{ap}(z) - \Delta f_{SA}^p(z)] dz, \quad (13)$$

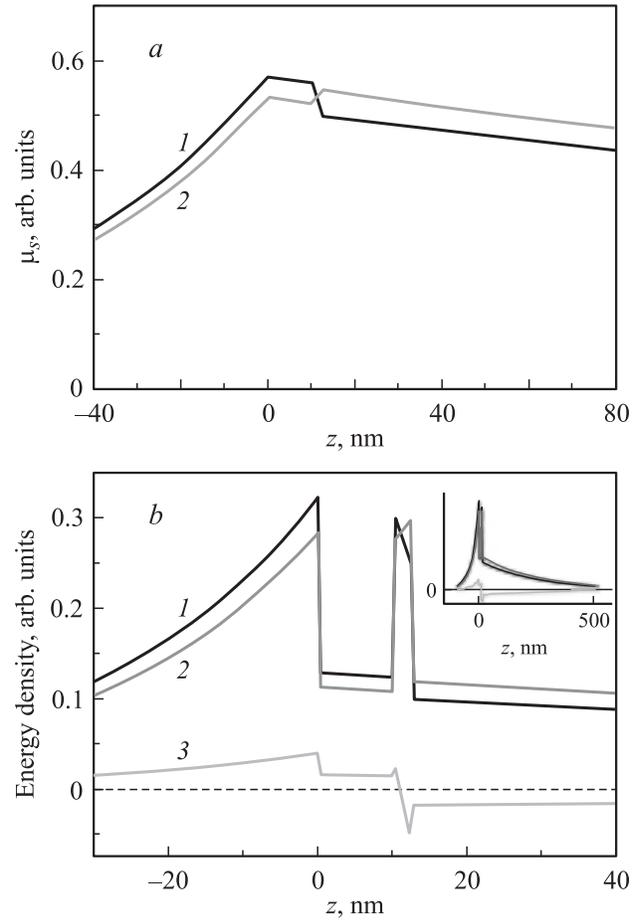
где  $\Delta f_{SA}^{ap,p}(z)$  — значения  $\Delta f_{SA}$  на левых и правых по оси  $x$  торцевых концах устройства. Таким образом, давление не зависит от распределения  $\Delta f_{SA}$  вдоль  $x$ , а определяется лишь полным перепадом вдоль  $x$  плотности свободной энергии.

Для получения давления необходимо найти  $\mu_s$  на торцевых по оси  $x$  концах устройства и затем с помощью формул (10), (11) рассчитать функции  $\Delta f_{SA}^{ap,p}(z)$ . Легче всего это сделать для случая, когда ДС находится настолько далеко от торцевых по оси  $x$  концов устройства, что распределение спиновой аккумуляции вблизи последних является однородным. В Приложении В приведено решение этой задачи для простейшего случая отсутствия рассеяния спина на интерфейсах слоев. В этом Приложении показано (см. (B6), (B7)), что давление может быть представлено в виде

$$p = \alpha \frac{(1 - \delta^2)\beta^2}{2(1 - \beta^2)^2} [4J\tilde{g} - 1] \frac{g\sigma_f^{-2}L_f^2 e^2 J_e^2}{a_f^3}. \quad (14)$$

Здесь  $J_e$  — плотность тока, текущего в системе,  $\sigma_f$  — полная (по подзонам) проводимость ферромагнетика,  $\beta$  — параметр асимметрии проводимости ферромагнетика,  $L_f$  — длина спиновой релаксации в ферромагнетике,  $\alpha$  — безразмерная величина, которая, как показывают расчеты, есть число порядка единицы.

Рассмотрим решение задачи для случая системы с толщиной свободного слоя  $d_f = 2.5$  nm и промежуточного слоя  $d_s = 10$  nm, как в типичных экспериментах по перемагничиванию спин-поляризованным током [6]. При расчетах взяты параметры материалов, близкие к соответствующим параметрам Co и Cu [23–27]:  $L_f = 60$  nm,  $L_n = 500$  nm,  $\beta = 0.5$ ,  $\sigma_f^{-1} = 3 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}$ ,  $\sigma_n^{-1} = 0.6 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}$ ,  $\delta = 0.5$ ,  $g_f = 0.5$  states/(eV · atom · spin),  $g_n = 0.3$  states/(eV · atom · spin),  $a_f^3 = a_n^3 = 12 \text{ \AA}^3$ ; обозначения с индексом  $n$  относятся к немагнитному металлу. Параметр  $[4J\tilde{g} - 1]$  взят равным единице. На рис. 2, *a* приведены полученные профили спинового потенциала  $\mu_s$  как функции  $z$ . Соответствующие им профили



**Рис. 2.** *a*) Профили спинового потенциала  $\mu_s(z)$  (кривые 1 и 2 относятся соответственно к доменам с намагниченностью антипараллельной и параллельной закреплённому слою), рассчитанные для численных параметров, приведенных в тексте. *b*) Профили функций  $\Delta f_{SA}^{ap}(z)$  (1),  $\Delta f_{SA}^p(z)$  (2) и их разности  $\Delta f_{SA}^{ap}(z) - \Delta f_{SA}^p(z)$  (3), соответствующие спиновому потенциалу, приведенному на части *a*. На вставке — те же кривые в меньшем масштабе. Начало координат для обоих рисунков соответствует границе закреплённого магнитного слоя и немагнитной прослойки.

функций  $\Delta f_{SA}^{ap,p}(z)$  и их разность  $\Delta f_{SA}^{ap}(z) - \Delta f_{SA}^p(z)$  показаны на рис. 2, *b*. Видно, что рассматриваемый эффект является сугубо нелокальным. Действительно, как видно из графика функции  $\Delta f_{SA}^{ap}(z) - \Delta f_{SA}^p(z)$ , подавляющий вклад в давление вносят области, пространственно достаточно удаленные от ДС.

Давление имеет квадратичную зависимость от плотности тока и, таким образом, не зависит от направления тока. Знак его определяется знаком величины  $\alpha$ , которая в свою очередь зависит от физических и геометрических параметров системы. Для приведенных численных параметров имеем  $\alpha = -1.35$ . В данном случае энергия домена с параллельной фиксированному слою намагниченностью больше, чем энергия домена с антипараллельной намагниченностью. Таким образом, давление будет стремиться увеличить размер последнего.

Оценим величину плотности тока, необходимого для приведения ДС в движение только с помощью указанного механизма. В качестве величины потенциального барьера, который необходимо преодолеть, примем величину  $MH_c$  ( $H_c$  — коэрцитивное поле магнитной пленки). Тогда из формулы (14) следует

$$J_c = \sqrt{\frac{MH_c a_f^3}{\alpha \frac{(1-\delta^2)\beta^2}{2(1-\beta^2)^2} [4J\tilde{g} - 1] g \rho^2 L_s^2 e^2}}. \quad (15)$$

Для  $H_c = 50$  Ое и  $M = 1400$  етм/см<sup>3</sup> (что близко к параметрам кобальтовых пленок [6]) и приведенных выше численных параметров имеем  $J_c \sim 1.2 \cdot 10^8$  А/см<sup>2</sup>. В случае менее коэрцитивных пленок, например, при  $H_c = 1$  Ое и  $M = 800$  етм/см<sup>3</sup> (что близко к параметрам пермаллоевых пленок [28]) и тех же численных параметров имеем  $J_c \sim 1.3 \cdot 10^7$  А/см<sup>2</sup>. Интересно отметить, что в экспериментах по индуцированному током перемагничиванию многослойных наноструктур характерные токи переключения оказываются такого же порядка ( $10^7$ – $10^8$  А/см<sup>2</sup>) [6,7].

### 5. Обсуждение результатов

Как видно из графика функции  $\Delta f_{SA}^{ap}(z) - \Delta f_{SA}^p(z)$  на рис. 2, b, различные области могут вносить вклады противоположного знака в  $\alpha$ . Кроме того, как уже отмечалось существенной особенностью рассматриваемого эффекта является его нелокальность: градиент плотности свободной энергии  $\nabla f$ , определяющий давление на ДС, отличен от нуля в большой области пространства. Действительно, если обозначить через  $\alpha_f$  и  $\alpha_c$  вклады в  $\alpha$  от фиксированного слоя и верхнего контакта, то их значения в данном случае будут соответственно равны +0.47 и -1.85; вклад в  $\alpha$  самого свободного слоя составляет 0.07, т.е. всего около 5% по модулю. При этом вклады уже в  $\alpha_f$  и  $\alpha_c$  от областей, лежащих при  $z < -10$  нм и  $z > 100$  нм соответственно, превышают 2/3. Из этого следует, что, изменяя геометрию системы, можно менять величину и даже знак давления на ДС. Также градиент плотности свободной энергии  $\nabla f$  есть плавная функция  $x$ . Характерные длины, на которых он изменяется, являются длинами спиновой релаксации в системе, т.е.  $L_f$  и  $L_n$ . Таким образом, условие достаточной удаленности ДС от торцевых по оси  $x$  концов устройства включает в себя требование того, чтобы размеры системы вдоль оси  $x$  были много больше обеих этих длин. При нарушении этого условия, например при приближении ДС к одному из торцевых концов, давление на ДС будет уменьшаться (см. (12)). Для оценки того, насколько изменится давление при варьировании геометрии системы, необходимо провести детальные численные расчеты.

Величина давления, обусловленная продольной компонентой спиновой аккумуляции, и полученные в работе выводы остаются верными и для ДС конечной

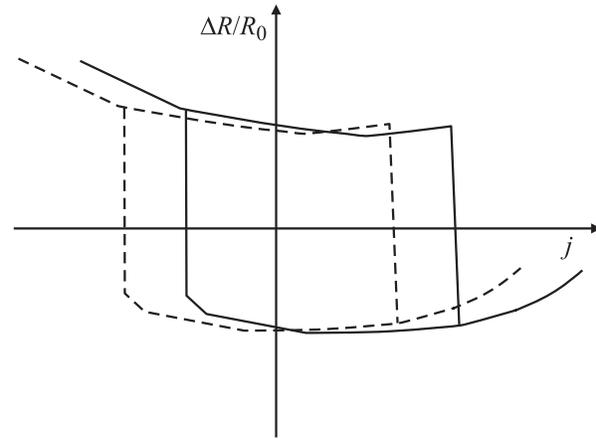


Рис. 3. Асимметрия петель переключения, к которой в экспериментах по перемагничиванию спин-вентильных структур спин-поляризованным током должно приводить давление на магнитные неоднородности, обусловленное действием продольной компоненты спиновой аккумуляции. Штриховой линией условно обозначена петля переключения (в осях относительное изменение сопротивления — ток) без учета этого механизма, а сплошной линией — с его учетом.

толщины. Действительно, в этом случае изменится только распределение спиновой аккумуляции вблизи ДС, однако от него, как отмечалось выше, давление не зависит. Полный же перепад плотности свободной энергии  $\Delta f_{SA}^{ap}(z) - \Delta f_{SA}^p(z)$  не изменится (при достаточном удалении ДС от концов устройства). Однако при рассмотрении динамики ДС конечной толщины необходимо также учитывать слагаемые типа (1). Как показано в работе [29], они также приводят к движению ДС.

Большинство работ по экспериментальному изучению процессов перемагничивания с помощью поляризованного тока в геометрии „ток перпендикулярен плоскости“ проводится на структурах с поперечными размерами порядка 100–200 нм [6,7]. Такие структуры в первом приближении считаются однодоменными. Основную роль в процессах перемагничивания в них должен играть механизм переноса спина, что подтверждается как зависимостью направления перемагничивания от направления тока, так и некоторыми численными расчетами [12,23,30]. Однако, как было показано в ряде работ по моделированию таких структур [31], процессы перемагничивания под воздействием спин-поляризованного тока протекают с образованием неоднородных распределений намагниченности, часто с образованием ДС. Таким образом, здесь также должны возникать градиент плотности свободной энергии и давление на магнитные неоднородности. Последнее (поскольку не зависит от направления тока) должно вносить вклад в асимметрию петель переключения [7], делая предпочтительным тот или иной домен, в зависимости от знака  $\alpha$  для данной системы (рис. 3). Влияние этого вклада, как видно из формул (14), (15), квадратично возрастает при увеличении тока. В предположении, что значение  $\alpha$  в

данной системе равно 0.8 и для остальных численных параметров, взятых из рассмотренного выше примера, при токе  $10^8$  А/см<sup>2</sup>, воздействие давления аналогично возникновению в системе поля (см. (15)) порядка 20 Ое.

## 6. Заключение

Кратко сформулируем основной вывод работы. Течение тока в обсуждаемой геометрии типа спинового вентиля (рис. 1) приводит к возникновению давления на ДС. Это давление зависит от тока квадратично и для типичных значений магнитных параметров и плотностей тока  $10^7$ – $10^8$  А/см<sup>2</sup> аналогично присутствию поля порядка единиц–десятков эрстед. Величина давления и его знак сильно зависят от геометрических и физических параметров устройства.

Авторы благодарят П.Е. Зильбермана, А.Ф. Попкова и J. Grollier за внимательное прочтение рукописи, обсуждение работы и сделанные ценные замечания.

## Приложение А. Ферромагнетик с произвольным законом дисперсии

Здесь приведен вывод выражения для свободной энергии как функции неравновесной спиновой концентрации для ферромагнетика с произвольным законом дисперсии. Вывод сделан в духе работ Шимицу [32].

В равновесном случае изменения кинетической энергии и обменной энергии, рассчитанные относительно парамагнитного заполнения спиновых подзон, будут даваться выражениями

$$\Delta E_{\text{kin}} = \int_{\xi_0}^{\xi_+} \varepsilon g_+(\varepsilon) d\varepsilon - \int_{\xi_0}^{\xi_-} \varepsilon g_-(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (\text{A1})$$

$$\Delta E_{\text{ex}} = -2Jn^2 + \frac{\lambda}{2} n^4, \quad (\text{A2})$$

где

$$n = \int_{\xi_0}^{\xi_+} g_+(\varepsilon) d\varepsilon = \int_{\xi_0}^{\xi_-} g_-(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (\text{A3})$$

$\xi_0$  обозначает положение уровня Ферми при парамагнитном заполнении зон.

Условие минимизации изменения полной энергии  $\frac{\partial \Delta F}{\partial n} = 0$  дает

$$(\xi_+ - \xi_-) - 4Jn + 2\lambda n^3 = 0. \quad (\text{A4})$$

Вследствие (A3) в последнем выражении только один параметр является независимым. Пусть это будет  $\xi_+$ . Значение  $\xi_+$  и соответствующие ему значения параметров  $\xi_-$  и  $n$ , определяемые функциональным уравнением (A4), обозначим соответственно как  $\xi_+^0$ ,  $\xi_-^0$ ,  $n^0$ .

При наличии спиновой аккумуляции химические потенциалы изменятся на величины  $\xi_{\pm}^{SA}$ . Исходя из условия электрической нейтральности  $\xi_{\pm}^{SA}$  будут связаны между собой зависимостью

$$g_+^0 \xi_+^{SA} + g_-^0 \xi_-^{SA} = 0, \quad (\text{A5})$$

где  $g_{\pm}^0 = g_{\pm}(\xi_{\pm}^0)$ ; из-за малости  $\xi_{\pm}^{SA}$  здесь и далее пренебрегаем изменением плотности состояний на величине  $\xi_{\pm}^{SA}$ .

Рассчитаем изменение свободной энергии системы при наличии спиновой аккумуляции (величина  $\Delta F_{SA}(n_{SA})$  обозначает ту же функцию, что и в разделе 3). Как и в случае прямоугольных зон, поправка первого порядка сократится, и с точностью до членов более высокой степени по  $\xi_{\pm}^{SA}$  имеем

$$\Delta F_{SA} = \frac{1}{2} [g_+^0 (\xi_+^{SA})^2 + g_-^0 (\xi_-^{SA})^2] - 2J(g_+^0)^2 (\xi_+^{SA})^2 + 3\lambda n_0^2 (g_+^0)^2 (\xi_+^{SA})^2. \quad (\text{A6})$$

С помощью (A3)–(A5) выражение (A6) преобразуется следующим образом ( $n_{SA} = g_+^0 \xi_+^{SA}$ ):

$$\Delta F_{SA}(\xi_+^{SA}) = n_{SA}^2 \left[ 4J + \frac{1}{2} \bar{g}^{-1} - \frac{3}{2} \frac{\xi_+^0 - \xi_-^0}{n_0} \right]. \quad (\text{A7})$$

Здесь через  $\bar{g}^{-1}$  обозначена величина  $(g_+^0)^{-1} + (g_-^0)^{-1}$ . Заметим, что последнее слагаемое в скобках в (A7) может быть записано в виде

$$\frac{3}{2} \frac{\xi_+^0 - \xi_-^0}{n_0} = \frac{3}{2} \left[ \frac{\xi_+^0 - \xi_0}{\int_{\xi_0}^{\xi_+} g_+(\varepsilon) d\varepsilon} + \frac{\xi_0 - \xi_-^0}{\int_{\xi_0}^{\xi_-} g_-(\varepsilon) d\varepsilon} \right] = \frac{3}{2} [\bar{g}_+^{-1} + \bar{g}_-^{-1}], \quad (\text{A8})$$

где величина  $\bar{g}_{\pm}$  обозначает средние значения плотностей состояний по соответствующим интервалам энергии. Для оценки можно принять  $\bar{g}_+^{-1} + \bar{g}_-^{-1} \approx \bar{g}^{-1}$ . Тогда получим приближенное выражение

$$\Delta F_{SA} \approx n_{SA}^2 \bar{g}^{-1} [4J \bar{g} - 1], \quad (\text{A9})$$

что очевидным образом согласуется с (8). Величина в скобках в формуле (A9) имеет значение порядка единицы, как этого следует ожидать ввиду присутствия в системе ферромагнетизма.

## Приложение В. Решение задачи спиновой аккумуляции

Задача решается в рамках подхода работ [20–22]. Для простоты пренебрегаем поверхностным сопротивлением границы между ферромагнитным и немагнитным металлами и рассеянием спинового тока на границах. В этом случае транспортные свойства системы определяются

так называемым уравнением спиновой диффузии для  $\mu_s$ , которое в одномерном случае имеет вид [20]

$$\frac{\partial^2 \mu_s}{\partial z^2} = \frac{\mu_s}{L_s^2}, \quad (\text{B1})$$

$L_s$  — длина спиновой релаксации в металле, а также граничными условиями. Последние состоят в условии непрерывности  $\mu_s$ , а также полного электрического  $J$  и спинового  $j_s$  токов;  $j_s$  определяется как разность токов спиновых поляризаций  $j_s = j_{\uparrow} - j_{\downarrow}$ .

Решение уравнения (B1) в каждом из доменов в области, настолько удаленной от ДС, чтобы распределение могло считаться одномерным вдоль оси  $z$ , может быть записано в виде

$$\mu_s(x) = \begin{cases} A \exp(z/L_f), & z < 0, \\ B \exp(-z/L_n) + C \exp(z/L_n), & 0 < z < d_s, \\ D \exp(-(z-d_s)/L_f) \\ + E \exp((z-d_s)/L_f), & d_s < z < d_s + d_f, \\ F \exp(-(z-d_s-d_f)/L_n), & z > d_s + d_f. \end{cases} \quad (\text{B2})$$

Здесь  $L_f$ ,  $L_n$  — длины спиновой релаксации в ферромагнетике и немагнитном металле соответственно; коэффициенты при экспонентах следует определять из граничных условий. Для записи последних используется выражение для спинового тока  $j_s$  [22]

$$j_s = \beta J + \frac{(1-\beta^2)\sigma}{2e} \mu'_s. \quad (\text{B3})$$

Здесь  $\sigma = \sigma_+ + \sigma_-$ ,  $\beta = (\sigma_+ - \sigma_-)/\sigma$  — параметр асимметрии проводимости,  $e$  — модуль заряда электрона. Таким образом, имеем шесть уравнений, которые позволяют найти соотношения между коэффициентами системы (B2).

Рассмотрим случай, когда  $d_s \ll L_n$ . Решение  $\mu_s^{ap}$  для случая антипараллельной намагниченности свободного и жесткого слоев будет следующим:

$$\mu_s^{ap}(d_s) \cong \frac{\beta J}{K_f} \left[ 1 - \frac{e^{-d/L_f}}{1+\kappa} [1 - (1-\kappa)e^{-d/L_f}] \right],$$

$$\mu_s^{ap}(d_s + d_f) \cong \frac{\beta J}{K_f} \left[ e^{-d/L_f} - \frac{1}{1+\kappa} [1 - (1-\kappa)e^{-d/L_f}] \right], \quad (\text{B4})$$

а для случая параллельной намагниченности слоев

$$\mu_s^p(d_s) \cong \frac{\beta J}{K_f} \frac{1}{1+\kappa} e^{-d/L_f},$$

$$\mu_s^p(d_s + d_f) \cong \frac{\beta J}{K_f} \frac{1}{1+\kappa}. \quad (\text{B5})$$

Здесь  $K_f = \frac{(1-\beta^2)\sigma_f}{2eL_f}$ ,  $\sigma_f$  — полная проводимость ферромагнитного металла;  $\kappa = K_n/K_f$ , где  $K_n = \frac{\sigma_n}{2eL_n}$ ,  $\sigma_n$  — проводимость немагнитного металла.

Как видно из этих формул, характерной величиной спиновой аккумуляции в системе является  $\mu_s^0 = \beta J/K_f$ . Соответственно характерной величиной функции  $\Delta f_{SA}$  является (см. (13))

$$\Delta f_{SA}^0 = \frac{(1-\delta^2)}{2} \frac{g(\mu_s^0)^2}{a_f^3} [4J\tilde{g} - 1]. \quad (\text{B6})$$

Характерное значение интеграла в (13) есть  $\Delta f_{SA}^0 d_f$ ; соответственно  $\Delta f_{SA}^0$  — характерная величина давления на ДС. Точное значение давления  $p$ , рассчитанное на основе решения уравнения (B1) с помощью формул (12), (13), (15), удобно выразить через  $\Delta f_{SA}^0$ :

$$p = \alpha \Delta f_{SA}^0. \quad (\text{B7})$$

Безразмерная величина  $\alpha$ , как показывают численные расчеты, есть число порядка единицы.

## Список литературы

- [1] S.A. Wolf, D.D. Awschalom, R.A. Buhrman, J.M. Daughton, S. von Molnár, M.L. Roukes, A.Y. Chtchelkanova, D.M. Treger. *Science* **294**, 1488 (2001).
- [2] N.D. Rizzo, D.N. Engel. MRAM write apparatus and method. US Patent 6351409 (2001).
- [3] D.A. Allwood, G. Xiong, C.C. Faulkner, D. Atkinson, D. Petit, R.P. Cowburn. *Science* **309**, 1688 (2005).
- [4] K. Bussman, G.A. Prinz, S-F. Cheng, D. Wang. *Appl. Phys. Lett.* **75**, 2476 (1999).
- [5] Ya.B. Bazaliy, B.A. Jones, S.C. Zhang. *J. Appl. Phys.* **89**, 6793 (2001).
- [6] J.A. Katine, F.J. Albert, R.A. Buhrman, E.B. Myers, D.C. Ralph. *Phys. Rev. Lett.* **84**, 149 (2000); J. Grollier, V. Cros, A. Hamzic, J.M. George, H. Jaffres, A. Fert, G. Faini, J.B. Youssef, H. Legall. *Appl. Phys. Lett.* **78**, 3663 (2001).
- [7] A. Fert, V. Crosa, J.-M. George, J. Grollier, H. Jaffrès, A. Hamzic, A. Vaurès, G. Faini, J. Ben Youssef, H. Le Gall. *J. Magn. Magn. Mater.* **272–276**, 1706 (2004); J. Hayakawa, H. Takahashi, K. Ito, M. Fujimori, S. Heike, T. Hashizume, M. Ichimura, S. Ikeda, H. Ohno. *J. Appl. Phys.* **97**, 114 321 (2005); N. Smith. *J. Appl. Phys.* **99**, 08Q703 (2006); A. Deac, K.J. Lee, Y. Liu, O. Redon, M. Li, P. Wang, J.P. Nozières, B. Dieny. *Phys. Rev. B* **73**, 064 414 (2006).
- [8] J.C. Slonczewski. *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L1 (1996).
- [9] L. Berger. *Phys. Rev. B* **54**, 9353 (1996).
- [10] C. Heide, P.E. Zilberman, R.J. Elliott. *Phys. Rev. B* **63**, 064 424 (2001).
- [11] S. Zhang, P.M. Levy, A. Fert. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 236 001 (2002).
- [12] J. Barnaś, A. Fert, M. Gmitra, I. Weymann, V.K. Dugaev. *Phys. Rev. B* **72**, 024 426 (2005).
- [13] S. Urazhdin, H. Kurt, M. AlHajDarwish, Norman O. Birge, W.P. Pratt, jr., J. Bass. *J. Appl. Phys.* **97**, 10C801 (2005).
- [14] M.D. Stiles, A. Zangwill. *Phys. Rev. B* **66**, 014 407 (2002); *J. Appl. Phys.* **91**, 6812 (2002).
- [15] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, Э.М. Эпштейн, Р.Дж. Эллиотт. *ЖЭТФ* **127**, 1138 (2004); Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, Э.М. Эпштейн. *Письма в ЖЭТФ* **82**, 341 (2005).

- [16] E.M. Epshtein, Yu.V. Gulyaev, P.E. Zilberman. *Condmat*/0606102.
- [17] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, Э.М. Эпштейн, Р.Дж. Эллиотт. *РЭ* **48**, 1030 (2003).
- [18] R.D. McMichael, M.J. Donahue. *IEEE Trans. Magn.* **33**, 4167 (1997).
- [19] С.В. Вонсовский. *Магнетизм. Наука, М.* (1971). 1032 с.
- [20] T. Valet, A. Fert. *Phys. Rev. B* **48**, 7099 (1993).
- [21] E.I. Rashaba. *Phys. Rev. B* **62**, R 16 267 (2000).
- [22] M. Dzero, L.P. Gorkov, A.K. Zvezdin, K.A. Zvezdin. *Phys. Rev. B* **67**, R 100 402 (2003); А.К. Звездин, К.А. Звездин. *Кр. сооб. по физике (ФИАН)* **8**, 3 (2002).
- [23] M.D. Stiles, J. Xiao, A. Zangwill. *Phys. Rev. B* **69**, 054 408 (2004).
- [24] Таблицы физических величин / Под ред. И.К. Кикоина. Атомиздат, М. (1976). 1008 с.
- [25] *Magnetic properties of metals: d-elements, alloys and compounds* / Ed. H.P.J. Wijn. Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg (1991). 195 p.
- [26] *Spin electronics (Series: Lecture notes in physics)* / Ed. M. Ziese, M.J. Thornton. Springer, Berlin (2001). Vol. 569. P. 78.
- [27] Дж. Эмсли. *Элементы. Мир, М.* (1993). 256 с.
- [28] С.-Y. Hung, L. Berger. *J. Appl. Phys.* **63**, 4276 (1988).
- [29] А.В. Хвальковский, А.К. Звездин, К.А. Звездин, Я.В. Горбунов. Готовится к публикации.
- [30] J. Grollier, V. Cros, H. Jaffres, A. Hamzic, J.M. George, G. Faini, J. Ben Youssef, H. Le Gall, A. Fert. *Phys. Rev. B* **67**, 174 402 (2003).
- [31] J. Miltat, G. Albuquerque, A. Thiaville, C. Vouille. *J. Appl. Phys.* **89**, 6982 (2001); D. Berkov, N. Gorn. *Phys. Rev. B* **71**, 052 403 (2005); G. Finocchio, M. Carpentieri, B. Azzarboni, L. Torres, L. Lopez-Diaz. E. Martinez. *Physica B* **372**, 294 (2006).
- [32] M. Shimizu. *Proc. Phys. Soc.* **84**, 397 (1964); **86**, 147 (1965).