

05,13

Неоднородные состояния типа обменной пружины в ферромагнитном проводнике с током

© О.А. Тихомиров

Институт физики твердого тела РАН,
Черноголовка, Россия

E-mail: tikhomir@issp.ac.ru

Поступила в редакцию 4 апреля 2022 г.

В окончательной редакции 4 апреля 2022 г.

Принята к публикации 11 апреля 2022 г.

Исследована поперечная структура намагниченности в ферромагнитной пленке, формирующаяся под действием магнитного поля протекающего тока. Показано, что в зависимости от величины тока реализуются две стадии эволюции возникающей обменной пружины. На первом этапе (слабый ток) намагниченность постепенно отклоняется от оси провода. При токе выше некоторой критической величины переходная область сжимается и локализуется в центре провода. При наличии дополнительного токнесущего слоя структура становится несимметричной, что приводит к возникновению ненулевой боковой компоненты результирующей намагниченности. Показано также, что указанная асимметрия может вызывать дополнительное смещение доменных границ под действием импульсов тока.

Ключевые слова: спинтроника, динамика доменных границ, обменная пружина, ферромагнетик.

DOI: 10.21883/FTT.2022.10.53092.331

Уже на протяжении нескольких десятилетий взаимодействие электрического тока с ферромагнитной доменной структурой остается одним из центральных вопросов спинтроники [1–10]. Предложено значительное число механизмов воздействия носителей тока на неоднородную намагниченность, включая адиабатическую и неадиабатическую передачу спинового момента, а также спин-орбитальное взаимодействие через эффект Рашбы, взаимодействие Дзялошинского–Мория и др. [11–17]. Каждый новый механизм описывается введением дополнительного члена в уравнение Ландау–Лифшица, при этом численное моделирование и подгонка данных позволяют судить о важности рассматриваемого взаимодействия в конкретном эксперименте. Несмотря на огромное количество проведенных исследований, вопрос о преобладании того или иного механизма в каждом конкретном случае остается открытым, и интерпретация получаемых данных постоянно меняется.

Альтернативой этому подходу, трактующему взаимодействие ферромагнетика с током как сумму индивидуальных воздействий электронов, является рассмотрение стационарных магнитных полей в рамках классической магнитостатики Максвелла. Анализ перестройки намагниченности под действием глобального поля, окружающего электрический ток, позволил успешно объяснить наблюдавшийся экспериментально наклон и трансформацию доменных границ [18–21]. Тем не менее на сегодняшний день принято считать, что полевой механизм взаимодействия тока с доменными границами является менее важным по сравнению со спин-орбитальными эффектами вследствие различной ориентации поля тока вдоль образца и выравнивающего воздействия обменной энергии при малой толщине пленки [22,23].

Последнее соображение заслуживает особого рассмотрения. Глобальное поле тока вызывает неоднородное отклонение намагниченности от равновесного направления. Теория этого явления, известного в англоязычной литературе как *fanning* или *scissoring* [24,25], изложена, например, в работе [24]. Рассчитанная величина отклонения угла намагниченности (рассматриваемого как малый параметр) для использованных численных значений оказалась порядка нескольких десятков градусов. С момента опубликования данной работы значительно изменились как размеры пленок, так и характерные величины плотности тока, поэтому для сравнения эффективности разных механизмов взаимодействия тока с доменной структурой в современных экспериментах указанная оценка нуждается в обновлении. При этом наиболее интересной представляется область сильных токов, соответствующих отклонению намагниченности в 90° , а также промежуточные режимы.

В данной статье прослежена эволюция наведенной током переходной структуры намагниченности в широком диапазоне величин тока. Для оценки энергии используется упрощенная линейная модель, так что структура и равновесные параметры обменной пружины несколько отличаются от точных результатов, выраженных через эллиптические интегралы [26]. Тем не менее данный подход, обладающий большой наглядностью и простотой расчетов, хорошо описывает основные принципы, определяющие эволюцию переходной структуры при изменении плотности тока и других параметров, а отклонение ширины доменной стенки и точного профиля намагниченности в районе „хвостов“ не превышает нескольких процентов [27,28].

Рассмотрим длинный тонкий плоский ферромагнитный провод толщиной $2t$ и шириной $2w$. Длина провода

предполагается бесконечной, и его ширина намного превышает толщину. Вследствие анизотропии формы в отсутствие внешних полей и тока наименьшей энергии будет отвечать однородное состояние намагниченности вдоль длинной оси провода z : $m_z = 1$, $m_x = m_y = 0$. Здесь $m_i = M_i/M$ описывает компоненты намагниченности вдоль трех координатных осей, ось x направлена перпендикулярно плоскости пленки, ось y по ее ширине.

Однородный электрический ток с плотностью j (полный ток $I = 4jtw$) создает внутри провода поперечное магнитное поле. Его компоненты H_x и H_y в любой точке могут быть вычислены по формулам, приведенным в работе [29]. На практике поле H_x оказывается менее важным, поскольку отклонение намагниченности, перпендикулярное плоскости пленки, эффективно подавляется полями рассеяния (фактор размагничивания по этому направлению близок к единице). Рассматривая лишь поле в плоскости H_y вдали от боковых краев полосы, можно ограничиться упрощенной формулой

$$H_y(x) = (2\pi/5)jx, \quad (1)$$

где плотность тока выражена в Амперах на квадратный сантиметр, толщина в сантиметрах, а поле в Эрстедах [24,29]. Поле равно нулю в средней плоскости образца, изменяется линейно с координатой и достигает максимума (по абсолютной величине) на поверхности пленки. Под действием этого поля намагниченность будет отклоняться от оси z , причем величина отклонения определяется балансом магнитной и обменной энергии. Наибольшего отклонения можно ожидать на поверхности пленки, где поле максимально; в средней плоскости, где поле равно нулю, намагниченность по-прежнему направлена вдоль оси z . Такой пространственный разворот намагниченности под действием магнитных и обменных сил сходен с явлением „обменной пружины“, хорошо известным в физике магнитных слоистых структур [30,31]. Роль жесткого слоя, закрепляющего направление намагниченности в одной из плоскостей, играет в данном случае средняя плоскость, где поле равно нулю.

Мы будем аппроксимировать распределение намагниченности по толщине пленки линейной функцией

$$m_y(x) = (v/u)x, \quad (2)$$

где u и v — два подгоночных параметра, характеризующих полуширину и амплитуду профиля намагниченности. Формула (2) применима в средней области $|x| \leq u$, в остальной части пленки $m_y = \pm v$. Оба параметра определяются из минимизации общей энергии, состоящей из обменной и магнитной частей

$$W = \int_{-t}^t (A(\partial m_y / \partial x)^2 - Mm_y(x)H_y(x)) dx. \quad (3)$$

Здесь A — константа обменной жесткости. Интегрируя это выражение с использованием уравнений (1) и (2), получаем

$$W = 2Av^2/u - (2\pi/5)jMv(t^2 - u^2/3). \quad (4)$$

Минимизация по двум параметрам дает их равновесные значения

$$u = t\sqrt{3/5}, \quad (5)$$

$$v = 2\pi Mj(25A)^{-1}t^3\sqrt{3/5}. \quad (6)$$

Параметр u в рамках использованной модели оказывается постоянным и не зависит от тока, в то время как параметр v возрастает линейно с ним. Это соответствует постепенному закручиванию обменной пружины при постоянной ширине, причем переходная область занимает весьма значительную часть образца. Величина v , очевидно, не может быть больше единицы, поэтому выражения (5) и (6) справедливы при плотности тока ниже критической, определяемой условием $v = 1$:

$$j_c = 25\sqrt{5/3}A(2\pi Mt^3)^{-1}. \quad (7)$$

При более высоких токах $v \equiv 1$, и остается лишь один свободный параметр u . Минимизируя по нему выражение (4), получаем для области $j > j_c$

$$u = \left(\frac{15A}{2\pi jM} \right)^{1/3}. \quad (8)$$

Мы видим, что вторая стадия эволюции обменной пружины с возрастанием тока заключается в ее постепенном сжатии и локализации в средней части пленки. Изменение рассчитанных профилей намагниченности при возрастании тока вместе с зависимостями (5), (6), (8) показаны на рис. 1.

Зависимость полной энергии системы от тока в обеих областях (выше и ниже j_c) находится подстановкой равновесных параметров u и v в уравнение (4). Как и следовало ожидать, в точке j_c кривая имеет особенность (точку излома):

$$W(j) = -2(5/3)^{1/2}At^{-1}(j/j_c)^2, \quad (9)$$

при $j < j_c$,

$$W(j) = (2At^{-1}(5/3)^{1/2} + (6\pi/25)Mt^2)(j/j_c)^{1/3} - (2/5)\pi Mt^2 j \quad (10)$$

при $j > j_c$. При токах ниже критического выигрыш энергии квадратичен по току, а далее выходит на зависимость, близкую к линейной, при этом в обоих случаях энергия отрицательна за счет взаимодействия намагниченности с полем.

Рассмотрим теперь аналогичную задачу при наличии второго токонесящего (немагнитного) слоя в непосредственной близости от основной пленки. Эта ситуация типична для современного эксперимента, проводимого обычно на структурах, состоящих из довольно большого количества слоев. Как правило, при численных оценках в расчет принимается только наиболее сильное поле, создаваемое одним из слоев; вклады более слабых токов чаще всего опускаются. Мы увидим, однако, что ряд

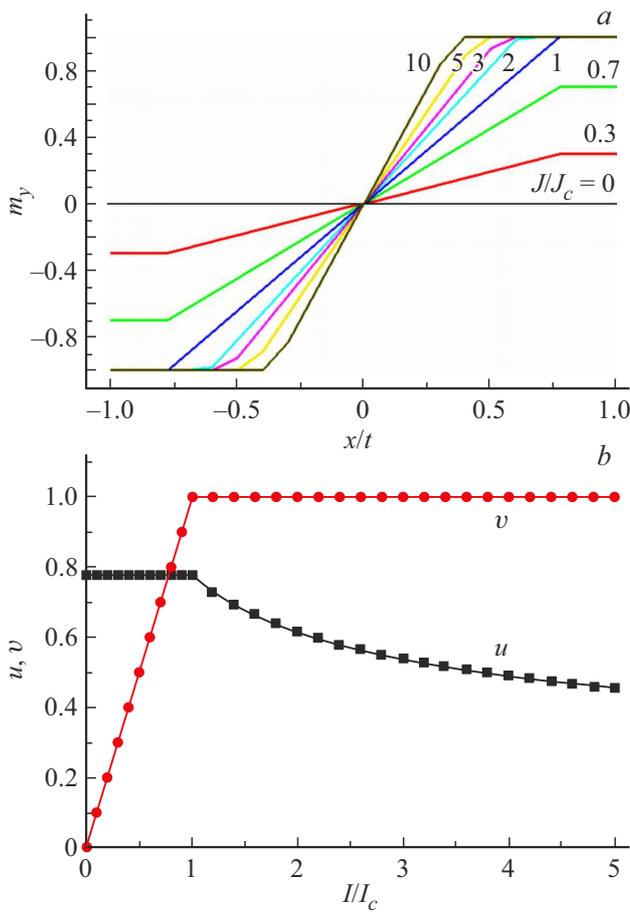


Рис. 1. Эволюция обменной пружины при возрастании тока. *a* — профили намагниченности по толщине пленки при $j/j_c = 0$ (черная линия), 0.3 (красная), 0.7 (зеленая), 1, 2, 3, 5 и 10. *b* — зависимость параметров u и v (полуширина и амплитуда обменной пружины) от величины тока.

эффектов связан не с величиной дополнительного поля, а с вносимой им асимметрией задачи.

Магнитное поле H_1 , создаваемое за пределами дополнительного слоя протекающим по нему током, уменьшается с расстоянием, выходя в бесконечности на зависимость $1/x$ [29]. Заметное падение поля происходит на расстояниях порядка ширины провода, поэтому в границах основного ферромагнитного слоя H_1 можно считать постоянной величиной. Как и прежде, ее можно оценить с помощью уравнения (1), понимая теперь под x полутолщину дополнительного слоя, а под j — плотность тока в нем. Общее выражение для поля модифицируется из выражения (1) в

$$H_y(x) = (2\pi/5)j(x + \varepsilon t_1), \quad (11)$$

где $\varepsilon = j_1/j$ — отношение плотностей тока в дополнительном и основном слоях. Легко видеть, что положение узла поля смещается из $x = 0$ в $x = -a = -\varepsilon t_1$ независимо от величины тока. Естественно предположить, что в этой же точке будет находиться узел обменной

пружины. Предполагая прежнее линейное приближение (2) в области $|x + a| \leq u$ и повторяя уже известный процесс минимизации энергии, получим вместо выражений (5)–(7)

$$u = ((3/5)(t^2 + \varepsilon^2 t_1^2))^{1/2}, \quad (12)$$

$$v = 2\pi M j (25A^{-1}) ((3/5)(t^2 + \varepsilon^2 t_1^2))^{3/2}, \quad (13)$$

$$j_c = 25A(2\pi M)^{-1} ((3/5)(t^2 + \varepsilon^2 t_1^2))^{-3/2}. \quad (14)$$

При $\varepsilon = 0$ выражения (12)–(14) переходят в соответствующие уравнения (5)–(7) для одиночного слоя. Новое распределение намагниченности в ферромагнитном слое показано на рис. 2, *a*. Видно, что сама по себе структура обменной пружины изменилась незначительно, однако теперь она смещена как целое в сторону немагнитного слоя. Несмотря на то, что величина дополнительного поля может быть относительно небольшой, это смещение играет важную роль, управляя энергией, запасенной в обменной пружине.

Рассмотрим, например, общую поперечную намагниченность вдоль оси y . В случае одиночного ферромагнитного слоя она, очевидно, равна нулю в силу симметрии поля относительно средней плоскости пленки.

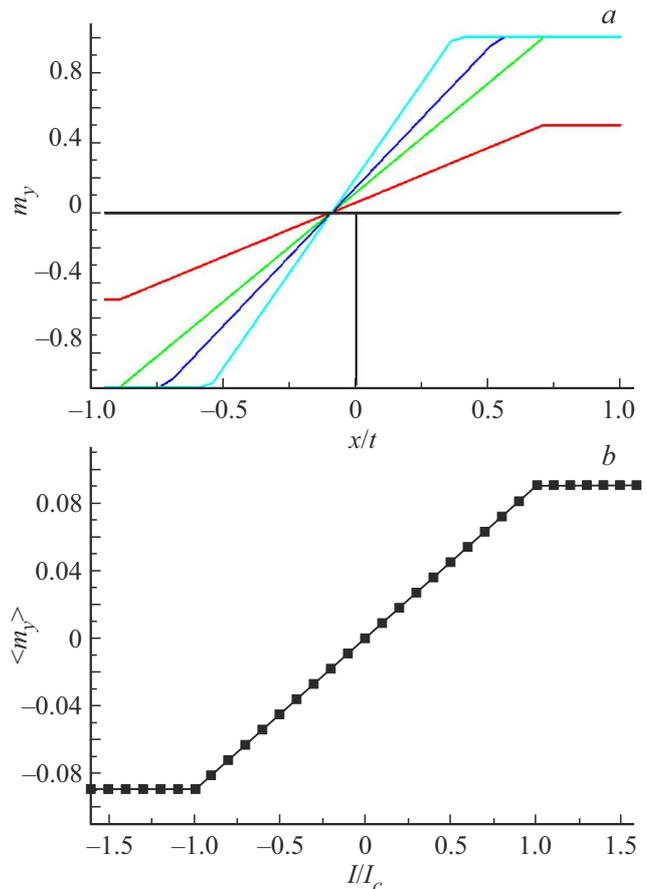


Рис. 2. *a* — профили намагниченности в ферромагнитном слое двуслойной системы. Обозначения те же, что на рис. 1. *b* — зависимость средней величины латеральной относительной намагниченности $\langle m_y \rangle$ от протекающего тока.

Однако при наличии второго токонесящего слоя эта намагниченность отлична от нуля:

$$\langle m_y \rangle = \frac{1}{2t} \int_{-t}^t m_y(x) dx = av/t. \quad (15)$$

Вместе с величиной v поперечная намагниченность увеличивается линейно по току, выходя в насыщение выше критической величины j_c (рис. 2, *b*). Обычно она остается меньше единицы даже в насыщении в силу малости параметра a , однако эффект отличен от нуля при любых геометрических параметрах слоев. В настоящее время наведенная током поперечная намагниченность чаще всего интерпретируется как проявление спинового эффекта Холла [32,33]. Отклонение средней намагниченности под действием асимметрии магнитного поля, как правило, не принимается во внимание. Тем не менее, представляется возможным, что по крайней мере часть измеряемого экспериментально „спинового тока“ имеет совершенно другую природу, описанную выше. В частности, этот вклад не зависит от спиновой поляризации носителей и остается неизменным даже в случае полностью неполяризованного тока.

Другое проявление асимметрии поля тока двуслойной системы заключается в том, что выигрыш в энергии относительно исходного нулевого состояния дает теперь не только обменная пружина, но и состояние однородной намагниченности поперек провода. Подстановка в уравнение (3) выражения для поля (11) и $m_y \equiv 1$ приводит к результату

$$W = -(4\pi/5)Mjett_1. \quad (16)$$

Энергия однородного состояния с поперечной намагниченностью оказывается линейной по току, в то время как энергия обменной пружины квадратична по j . Это означает, что при очень малых токах однородное поперечное состояние более выгодно, а по мере увеличения тока должен происходить фазовый переход в состояние с обменной пружиной (рис. 3). В реальных образцах этот переход, по-видимому, сглаживается наличием полей размагничивания и вертикальной компонентой поля тока. Для выяснения этого вопроса требуется более точный анализ, однако примечательно, что даже в нашей упрощенной модели вопрос об основном состоянии намагниченности при наличии тока оказывается нетривиальным.

До сих пор мы рассматривали в качестве основного состояния (при отсутствии тока) однородно намагниченный ферромагнитный слой. Покажем теперь, что асимметрия поля в двуслойных системах может влиять также и на поведение доменных границ. Рассмотрим хорошо известное явление изгиба доменных стенок под действием неоднородного поля тока [18–21]. На рис. 4, *a* изображена доменная стенка, разделяющая два домена противоположной полярности (здесь предполагается наличие соответствующей магнитной анизотропии). При

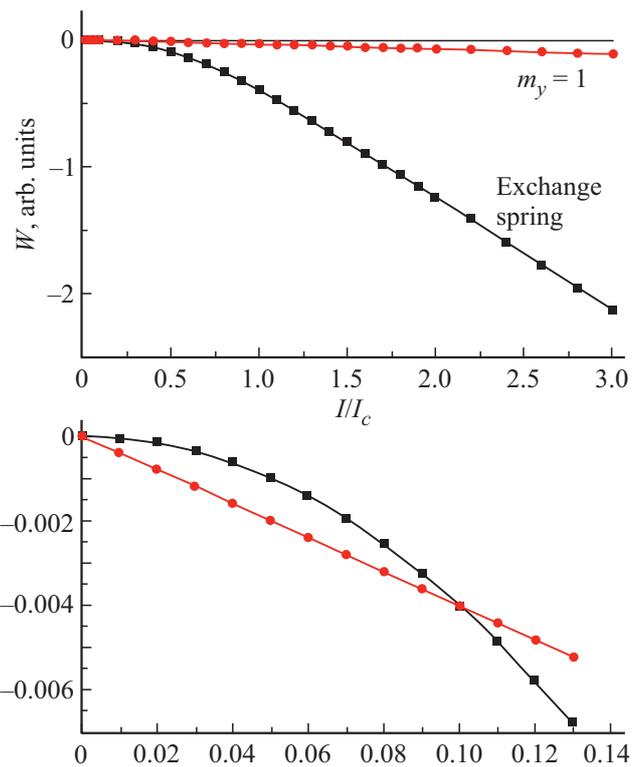


Рис. 3. Энергия состояния с обменной пружиной (черные квадраты) и однородного поперечного состояния (красные кружки) в зависимости от величины тока в двуслойной системе. Внизу — увеличенная начальная часть графика.

пропускании тока стенка деформируется, поскольку поле по обе стороны образца имеет различный знак и продвигает стенку в противоположных направлениях. Точное решение для формы деформированной блоховской стенки было получено несколькими авторами [18–21]; для наших целей можно не конкретизировать структуру стенки, предположив только, что она обладает определенной поверхностной энергией σ и наклоняется на угол θ , определяемый балансом энергии

$$W/2 = \frac{\sigma t}{\cos \theta} - \frac{(2\pi/5)jMt^3 \tan \theta}{3}. \quad (17)$$

Здесь увеличение поверхностной энергии компенсируется за счет выгодной ориентации намагниченности в треугольных областях. Минимизируя это выражение, получаем равновесный угол

$$\sin \theta = \frac{(2\pi/5)jMt^2}{3\sigma}. \quad (18)$$

От точного результата [18–21] эта величина отличается лишь численным множителем порядка единицы. Угол наклона растет по мере увеличения тока, приводя к скачкообразной переориентации стенки при достижении некоторого критического тока. При выключении тока второй член в уравнении (17) зануляется, и стенка упруго возвращается в исходное положение, выпрямляясь вокруг своего центра симметрии.

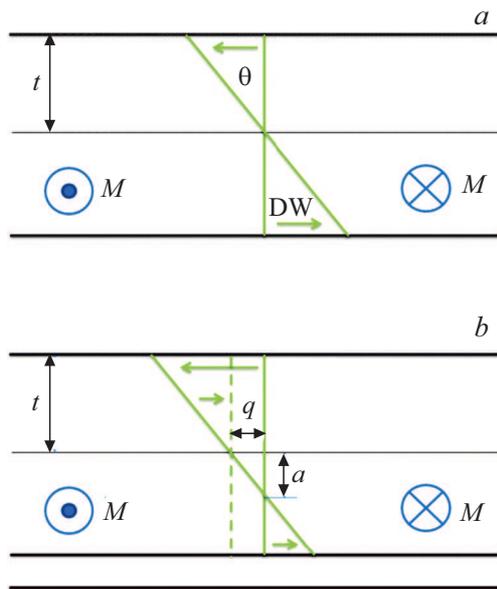


Рис. 4. Деформация доменной стенки (зеленая линия) под действием неоднородных магнитных полей, создаваемых протекающим током. *a* — в одиночном ферромагнитном слое продвигающая компонента поля имеет различный знак на краях образца, смещая стенку в противоположных направлениях. При выключении тока поверхностная энергия стенки возвращает ее в исходное положение. *b* — при наличии дополнительного токонесящего слоя поле асимметрично (узел поля в положении *a*), и на одном из краев смещение стенки больше, чем на другом. После прекращения воздействия импульса тока новое положение стенки не совпадает с исходным, приводя к конечному смещению *q*.

При наличии дополнительного токонесящего слоя узел магнитного поля, как мы уже знаем, смещается от средней плоскости ферромагнитной пленки. Поэтому доменная граница испытывает избыточное давление на одной из сторон и продвигается здесь дальше, чем на противоположной стороне (рис. 4, *b*). В центре стенки это смещение составит $q = a \cdot \tan \theta$. При резком выключении тока стенка поворачивается обратно вокруг своего „центра тяжести“, так что его положение остается неподвижным. Поэтому в данном случае после импульса тока стенка приобретет остаточное смещение *q*. В эксперименте это будет проявляться как продвижение стенки по образцу с кажущейся скоростью

$$V = \frac{2\pi M t^2 a}{15\sigma\tau} j, \quad (19)$$

где τ — длительность импульса тока. Выражение (19), справедливое при плотности тока много ниже критической величины, формально описывает линейную по току динамику доменной стенки, механизм которой, как и в случае псевдо-эффекта Холла, не имеет отношения к предполагаемой спиновой поляризации носителей тока.

За последние десятилетия накоплен исключительно большой массив экспериментальных данных по взаи-

модействию намагниченности ферромагнитного слоя с электрическим током [34–43]. Особое внимание уделяется двум направлениям: собственно транспортным свойствам слоистых систем и движению доменных границ. В большинстве работ в качестве движущего механизма наблюдаемых явлений рассматриваются специфические взаимодействия на интерфейсе, определяющие спиновые характеристики носителей тока, либо индивидуальная передача момента импульса отдельными транспортными носителями заряда. Прямое воздействие магнитных полей, существующих в окрестности ферромагнетика как вследствие наличия магнитостатических полюсов, так и глобального поля, создаваемого током (теперь часто называемого полем Эрстеда), обычно считается несущественным. Тем не менее во многих ситуациях статические и динамические магнитные поля могут вносить определенный вклад в измеряемые макроскопические величины, а на ранних этапах исследований этот механизм и вовсе рассматривался как единственный [18–20].

Для понимания роли магнитных полей в спинтронике произведем некоторые простые оценки. В типичном ферромагнетике с намагниченностью насыщения порядка 1000 G и обменной длиной 5 nm ожидаемая критическая плотность тока, соответствующая полностью развитой обменной пружине, составляет по формуле (7) $8 \cdot 10^9$ A/cm² при толщине одиночного ферромагнитного слоя 10 nm. Это значительно больше экспериментально измеренных пороговых значений тока, вызывающего движение доменных границ в тонких пленках (обычно от 10^8 A/cm²). Однако критический ток довольно быстро (обратная третья степень) уменьшается при повышении толщины пленки, достигая требуемого порядка величины уже при 40 nm. Более того, согласно формуле (14) критическая плотность тока понижается при наличии дополнительных токонесящих слоев, число которых в современных экспериментах бывает довольно большим. Несмотря на подразумеваемую относительно малую величину токов (и генерируемых ими полей) в таких „технических“ слоях, они просто в силу своего существования сдвигают обменную пружину в основном слое, производя тем самым неравное воздействие на поверхностях ферромагнетика. Заметим также, что при наличии доменных границ процессы перемагничивания идут намного легче, чем в однородно намагниченном материале („парадокс коэрцитивной силы Брауна“), и для перестройки структуры границ требуется лишь частичное развитие обменной пружины. В любом случае ролью глобального поля нельзя пренебрегать даже при малой его величине, пространственное перераспределение намагниченности следует оценивать отдельно в каждом конкретном случае.

Другое часто встречающееся возражение против глобального поля состоит в изменении его знака в разных частях образца, что уравнивает силы, действующие на электроны проводимости или доменную границу. Проведенное рассмотрение показывает, что этот аргумент справедлив только в простейших, полностью

симметричных ситуациях. Наличие двух компонент магнитного поля приводит к тому, что любая асимметрия (например, наличие соседних слоев) инициирует механизмы, подобные изображенному на рис. 4. (Точный расчет таких явлений довольно сложен в силу трехмерного характера задачи). Остаточное смещение доменной стенки после ее деформации под действием импульса тока неоднократно наблюдалось экспериментально [34–44], однако в то время механизм асимметрии был неясен, что привело к быстрому развитию концепции „давления электронов“ [45]. Предложенный в данной статье механизм автоматически объясняет многие экспериментально наблюдавшиеся особенности, например, наличие порога по току, стохастичность смещения стенки, перестройку стенки из поперечной в продольную, генерацию новых границ и т.д. [34–44]. Что касается численных значений, то оценка по формуле (19) дает сильно заниженную относительно экспериментальной величину скорости порядка 1 м/с. Следует, однако, принять во внимание, что указанная формула справедлива только в линейном режиме при малых углах наклона; при дальнейшем возрастании тока угол приближается к 90° , и подвижность стенки необратимо растет.

В настоящей статье рассмотрена эволюция поперечной структуры намагниченности в ферромагнитной пленке под действием магнитного поля протекающего по ней тока. Мы не ставили целью создание точной теории, ограничившись упрощенной оценкой ожидаемого вида переходной структуры, а также факторов, определяющих критические величины плотности тока. При необходимости полной теории она, очевидно, должна соединять расчеты вида [24] с идеями, предложенными в нашей статье. Альтернативой могло бы стать также численное микромагнитное моделирование каждого конкретного эксперимента, однако общие принципы явления значительно легче продемонстрировать на простой модели. Закручивание намагниченности у поверхностей пленки приводит к формированию переходной структуры типа обменной пружины. Две стадии эволюции этой области при возрастании тока состоят в увеличении угла при постоянной ширине и дальнейшем сжатии с локализацией в средней плоскости пленки. При наличии соседних токопроводящих слоев обменная пружина становится несимметричной, вызывая появление ненулевой боковой намагниченности, возрастающей с током. При наличии доменных границ асимметрия наведенного током поля приводит к их продвижению вдоль провода. Все указанные явления в той или иной мере существуют при любой ненулевой величине тока и не зависят от его спиновой поляризации. Это следует принимать во внимание при исследованиях динамики доменных границ, а также кинетических транспортных спиновых эффектов.

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФТТ РАН.

Конфликт интересов

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A. Yamaguchi, T. Ono, S. Nasu, K. Miyake, K. Mibu, T. Shinjo. *Phys. Rev. Lett.* **92**, 077205 (2004).
- [2] J. Heinen, O. Boulle, K. Rousseau, G. Malinowski, M. Klaui, H.J.M. Swagten, B. Koopmans, C. Ulysse, G. Faini. *Appl. Phys. Lett.* **96**, 202510 (2010).
- [3] J. Curiale, A. Lemaitre, C. Ulisse, G. Faini, V. Jeudy. *Phys. Rev. Lett.* **108**, 076604 (2012).
- [4] S. Moretti, V. Raposo, E. Martinez. *J. Appl. Phys.* **119**, 213902 (2016).
- [5] S.-G. Je, S.-C. Yoo, J.-S. Kim, Y.-K. Park, M.-H. Park, J. Moon, B.-C. Min, S.-B. Choe. *Phys. Rev. Lett.* **118**, 167205 (2017).
- [6] S. Le Gall, F. Montaigne, D. Lacour, M. Hehn, N. Vernier, D. Ravelosona, S. Mangin, S. Andrieu, T. Hanet. *Phys. Rev. B* **98**, 024401 (2018).
- [7] E. Haltz, J. Sampaio, R. Weil, Y. Dumont, A. Mougin. *Phys. Rev. B* **99**, 104413 (2019).
- [8] F. Martin, K. Lee, A. Kronenberg, S. Jaiswal, R.M. Reeve, M. Filianina, S. Ji, M.-H. Jung, G. Jacov, M. Klaui. *Appl. Phys. Lett.* **116**, 132410 (2020).
- [9] I.L. Kindiak, P.N. Skinikov, K.A. Tikhomirova, K.A. Zvezdin, E.G. Ekomasov, A.K. Zvezdin. *Phys. Rev. B* **103**, 024442 (2021).
- [10] Y. Guan, X. Zhou, T. Ma, R. Blasing, H. Deniz, S.-H. Yang, S.S.P. Parkin. *Adv. Mater.* **33**, 2007991 (2021).
- [11] S. Zhang, P.M. Levy, A. Fert. *Phys. Rev. Lett.* **88**, 236601 (2002).
- [12] G. Tatara, H. Kohno. *Phys. Rev. Lett.* **92**, 086601 (2004).
- [13] J. Linder. *Phys. Rev. B* **87**, 054434 (2013).
- [14] E. Martinez, S. Emori, G.S.D. Beach. *Appl. Phys. Lett.* **103**, 072406 (2013).
- [15] K.-I. Kim, Y. Yoshimura, T. Ono. *Jpn. J. Appl. Phys.* **56**, 0802A4 (2017).
- [16] A. Manchon, J. Zelezny, I.M. Miron, T. Jungwirth, J. Sinova, A. Thiaville, K. Garello, P. Gambardella. *Rev. Mod. Phys.* **91**, 035004 (2019).
- [17] A. Hrabec, K. Shanbazi, T.A. Moore, E. Martinez, C.H. Marrows. *Nanotechnology* **30**, 234003 (2019).
- [18] H.J. Williams, W. Shockley. *Phys. Rev.* **75**, 178 (1949).
- [19] R. Aleonard, P. Brissonneau, L. Neel. *J. Appl. Phys.* **34**, 1321 (1963).
- [20] E. Lopez, C. Aroca, P. Sanchez. *J. Magn. Magn. Mater.* **36**, 175 (1983).
- [21] E. Salhi, L. Berger. *J. Appl. Phys.* **76**, 4787 (1994).
- [22] J.-E. Wegrowe, D. Kelly, Y. Jaggard, Ph. Guittienne, J.-Ph. Ansermet. *Europhys. Lett.* **45**, 626 (1999).
- [23] A. Thiaville, V. Nakatani, J. Miltat, Y. Suzuki. *Europhys. Lett.* **69**, 990 (2005).
- [24] N. Smith, W. Doyle, D. Markham, D. LaTourette. *IEEE Trans. Magn.* **23**, 3248 (1987).
- [25] L. Yuan, D.S. Wisbey, S.T. Halloran, D.P. Pappas, F.C.S. da Silva, H.Z. Fardi. *J. Appl. Phys.* **106**, 113919 (2009).
- [26] E. Goto, N. Hayashi, T. Miyashita, K. Nakagawa. *J. Appl. Phys.* **36**, 2951 (1965).
- [27] B.A. Lilley. *Phil. Mag.* **41**, 792 (1950).

- [28] А. Хуберт. Теория доменных стенок в упорядоченных средах. Мир, М. (1977). 306 с.
- [29] R. Berthe, A. Birkner, U. Hartmann. *Phys. Status Solidi A* **103**, 557 (1987).
- [30] E.F. Kneller, R. Hawig. *IEEE Trans. Magn.* **27**, 3588 (1991).
- [31] E.E. Fullerton, J.S. Jiang, M. Grimsditch, C.H. Sowers, S.D. Bader. *Phys. Rev. B* **58**, 12193 (1998).
- [32] J.E. Hirsch. *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1834 (1999).
- [33] J. Sinova, S.O. Valenzuela, J. Wunderlich, C.H. Back, T. Jungwirth. *Rev. Mod. Phys.* **87**, 1213 (2015).
- [34] S. Emori, U. Bauer, S.-M. Ahn, E. Martinez, G.S.D. Beach. *Nature Mater.* **12**, 611 (2013).
- [35] K.-S. Ryu, L. Thomas, S.-H. Yang, S. Parkin. *Nature Nanotech.* **8**, 527 (2013).
- [36] H.-R. Lee, K. Lee, J. Cho, Y.-H. Choi, C.-Y. You, M.-H. Jung, F. Bonell, Y. Shiota, S. Miwa, Y. Suzuki. *Sci. Rep.* **4**, 6548 (2014).
- [37] Y. Kurokawa, M. Kawamoto, H. Awano. *Jpn. J. Appl. Phys.* **55**, 07MC02 (2016).
- [38] S. Emori, G.S.D. Beach. *J. Phys.: Condens. Matter* **24**, 024214 (2012).
- [39] K.-S. Ryu, S.-H. Yang, L. Thomas, S. Parkin. *Jpn. J. Appl. Phys.* **55**, 093002 (2016).
- [40] L. Caretta, M. Mann, F. Buttner, K. Ueda, B. Pfau, C.M. Gunther, P. Helsing, A. Churikova, C. Klose, M. Schneider, D. Engel, C. Marcus, D. Bono, K. Bagschik, S. Eisebitt, G.S.D. Beach. *Nature Nanotech.* **13**, 1154 (2018).
- [41] R. Diaz Pardo, N. Moisan, L.J. Albornoz, A. Lemaitre, J. Curiale, V. Jedy. *Phys. Rev. B* **100**, 184420 (2019).
- [42] L.S. Uspenskaya, S.V. Egorov, V.A. Skidanov. *IEEE Trans. Magn.* **51**, 4300104 (2015).
- [43] С.В. Егоров, А.М. Бобков, И.В. Бобкова, Л.С. Успенская. *Письма в ЖЭТФ* **101**, 34 (2015).
- [44] V.R.V. Ramanan, L. Berger. *J. Appl. Phys.* **52**, 5647 (1981).
- [45] L. Berger. *Phys. Rev. B* **73**, 014407 (2006).

Редактор К.В. Емцев