Металлофиз. новейшие технол. / Metallofiz. Noveishie Tekhnol.
2015, т. 37, № 3, сс. 295–304
Оттиски доступны непосредственно от издателя
Фотокопирование разрешено только
в соответствии с лицензией

PACS numbers: 75.60.Ch, 75.70.Ak, 75.70.Kw, 75.75.Fk, 75.78.Fg, 85.70.Kh

К вопросу об эффективной массе структурных неоднородностей доменной границы в одноосных ферромагнетиках

А. Б. Шевченко

*Институт металлофизики им. Г. В. Курдюмова НАН Украины,
бульв. Акад. Вернадского, 36,
03680, ГСП, Киев, Украина*

На основе метода гиротропных сил Тиля построен формализм, позволяющий определять эффективную массу структурных элементов доменной границы: вертикальных блоховских линий и блоховских точек в одноосных ферромагнетиках. Установлено, что эффективная масса этих магнитных неоднородностей зависит от величины гиротропного изгиба доменной границы, обусловленного их движением.

На основі методи Тілевих гіротропних сил побудовано формалізм, який уможливлює визначати ефективну масу структурних елементів доменної стінки: вертикальних Блохових ліній та Блохових точок у одновісних феромагнетиках. Встановлено, що ефективна маса цих магнетних неоднорідностей залежить від величини гіротропного вигину доменної стінки, зумовленого їхнім рухом.

Based on the Thiele's gyrotropic forces, the formalism allowing determining the effective mass of the domain-wall structure elements, i.e., vertical Bloch lines and Bloch points in uniaxial ferromagnets, is constructed. As determined, the effective mass of these magnetic inhomogeneities depends on the gyrotropic bend of the domain wall caused by their motion.

Ключевые слова: ферромагнетик, намагниченность, доменная граница, гиротропный изгиб, эффективная масса, вертикальная блоховская линия, блоховская точка.

(Получено 4 сентября 2014 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование неоднородных распределений вектора намагниченности **M** в ферромагнитных материалах представляет важную задачу современной физики твёрдого тела. В этой связи особый интерес вызывают распределения **M** в доменных границах (ДГ) одноосных ферромагнетиков: вертикальные блоховские линии (ВБЛ) и блоховские точки (БТ). Пространственные области локализации этих изменений намагниченности являются устойчивыми наноразмерными формированиями ($\sim 10^2$ нм), которые существенным образом влияют на динамическое поведение ДГ во внешних магнитных полях [1]. Кроме того, ВБЛ и БТ, благодаря своим уникальным свойствам, рассматриваются в качестве элементной базы микроэлектронных устройств на магнитной основе.

К настоящему времени многие вопросы, связанные с генерацией, устойчивостью, динамикой (в том числе и квантовой) ВБЛ и БТ, достаточно хорошо изучены (см., например, монографии [1–4]). В то же время ряд аспектов, характеризующих данные неоднородности, требует более детального рассмотрения. Одним из таких положений является вопрос об эффективной массе ВБЛ и БТ ($m_{L,BP}$), существование которой, обусловлено возможностью применения квазичастичного подхода к описанию движения этих объектов. Соответственно $m_{L,BP}$ определяются из кинетического потенциала, конструируемого на основе решений интегро-дифференциальных уравнений динамики квазичастиц [5–7], либо из уравнения движения структурной неоднородности, получаемого путём использования достаточно сложной солитонной техники (ВБЛ и БТ с математической точки зрения являются нелинейными волновыми образованиями — солитонами) [8]. В этой связи является обоснованным новый взгляд на данную характеристику ВБЛ и БТ с целью построения более простого теоретического формализма для нахождения $m_{L,BP}$ в ДГ различных конфигураций. Актуальность постановки указанной проблемы определяется также и зависимостью характеристик квантовых эффектов от эффективной массы квазичастиц [9, 10], что особенно важно для материалов спинтроники — цилиндрических нанопроволок и нанополос, в которых могут реализовываться структуры, подобные ВБЛ и БТ [11–14].

Формулированию общего подхода, позволяющего определять эффективную массу структурных неоднородностей ДГ, используя понятие гиротропной (гироскопической) силы Тиля, действующей на движущееся распределение намагниченности [15], в ферромагнетиках с сильной одноосной анизотропией, и посвящена данная работа.

2. РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ И ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Рассмотрим уединённую ДГ, элементом внутренней структуры которой является ВБЛ. В прямоугольной декартовой системе координат (ПДСК) с осью OZ, направленной вдоль оси анизотропии, OY — нормально плоскости ДГ, положение вектора **M** будем описывать полярным и азимутальным углами θ и φ соответственно. Функциональные зависимости этих углов, отвечающие статическим состояниям ДГ и ВБЛ, хорошо известны и имеют блоховский вид [1]:

$$\theta(y) = \pm 2\operatorname{arctg}\exp(y/\Delta), \quad \varphi(x) = \pm 2\operatorname{arctg}\exp(x/\Lambda), \tag{1}$$

где Δ — ширина ДГ, $\Lambda = \Delta\sqrt{Q}$ — ширина ВБЛ, $Q >> 1$ — фактор качества материала.

Полагая далее стационарным характер движения рассматриваемой системы, выражение для плотности, действующей на неё гироскопической силы $\mathbf{f}_\sigma$, можно записать следующим образом [15]:

$$\mathbf{f}_g = \frac{M_S}{\gamma}[\mathbf{g}\times\mathbf{v}], \tag{2}$$

где M_S — намагниченность насыщения материала, γ — гиромагнитное отношение, $\mathbf{g} = -\sin\theta[\nabla\theta\times\nabla\varphi]$ — вектор гиротропной связи, $\mathbf{v} = (v_x\mathbf{e}_x, v_y\mathbf{e}_y)$ — скорость движения неоднородности.

Отметим, что вектор $\mathbf{g}$ является локальной мерой неоднородности движущегося распределения намагниченности по двум координатам x и y (в нашем случае), характеризуя тем самым связь между его частями: ВБЛ и ДГ. Данный факт позволяет трактовать компоненты $\mathbf{f}_{g,x,y}$ как силы взаимодействия. Так составляющая $\mathbf{f}_{g,x}$ выступает в качестве силы, действующей со стороны движущейся доменной границы на ВБЛ. В свою очередь на ДГ действует компонента $\mathbf{f}_{g,y}$, обусловленная динамикой ВБЛ. В результате имеет место деформация ДГ (гиротропный изгиб), характеризуемая в терминах подхода Слончевского [1] координатой нормального смещения её центра $q(\xi)$, где $\xi = x - v_x t$, v_x — скорость ВБЛ (начало ПДСК находится в середине ВБЛ). При этом внешней по отношению к ДГ силой $\mathbf{f}_{g,y}$ производится работа, среднее значение которой, очевидно, должно соотноситься с кинетической энергией ВБЛ:

$$\frac{1}{2}\int f_{g,y}dxdy\, q_{\xi\to 0} = \frac{m_L v_x^2}{2}, \tag{3}$$

где $q_{\xi\to 0}$ — смещение ДГ в центре ВБЛ, m_L — масса ВБЛ.

Именно данное уравнение и будет являться базовым для нахождения эффективной массы структурных элементов ДГ. Рассмотрим его применение на конкретных примерах.

Для ДГ, стабилизированной внешним градиентным полем подмагничивания H_g, из уравнений динамики ДГ следует [8]:

$$\dot{\psi}\Delta\omega_M^{-1} = \Lambda^2\,\partial^2 q/\partial x^2 - fq, \tag{4}$$

$$\dot{q}\Delta^{-1}\omega_M^{-1} = -\Lambda^2\,\partial^2\psi/\partial x^2 + \sin\psi\cos\psi\,,$$

где $\psi(\xi)$ — угол между вектором **M** в центре ДГ и осью OX, $\omega_M = 4\pi\gamma M_S$, $f = H_g\Delta/4\pi M_S$; в приближении $f \ll 1$ (см. оценку в статье [16]) определяем $q_{\xi\to 0} = \pi\dfrac{\Delta\omega_M^{-1}v_x}{2\Lambda\sqrt{f}}$, а далее, с помощью (1)–(3) — эффективную массу ВБЛ:

$$m_L = \pi\left(4\sqrt{f}\gamma^2 Q^{1/2}\right)^{-1}. \qquad (5)$$

Выражение (5) совпадает с формулой для m_L из работы [8], что указывает на корректность предложенного нами формализма. При этом нам не понадобились решения системы уравнений (4). Мы использовали асимптотическое выражение для гиротропного изгиба доменной границы $q_{\xi\to 0}$, что существенно упростило рассмотрение проблемы.

Из уравнения (3) можно также заключить, что эффективная масса ВБЛ определяется максимальным значением гиротропного изгиба ДГ, обусловленного движением ВБЛ, т.е. является инерционной характеристикой. В таком случае уменьшение поля стабилизации доменной границы H_g должно приводить к увеличению $q_{\xi\to 0}$ и, соответственно, m_L. Данный факт согласуется с формулой (5): $m_L \propto f^{-1/2}$. В свою очередь из (4) нетрудно установить, что $m_L \propto f^{-1}$ при значениях $f \gg 1$. Зависимость эффективной массы ВБЛ от величины поля стабилизации указывает на неустойчивый характер движения «жёсткой» ДГ, что находит своё отражение и в квадратичном характере спектра её колебаний [17]. В силу вышесказанного, очевидно, необходимо внешнее магнитное поле, закрепляющее ДГ при движении в ней ВБЛ.

Следует отметить, что, дифференцируя по времени второе уравнение (4) с распределением $\psi(\xi)$ в виде (1), но с динамическими переменными, учитывая (2), получаем, как это и должно быть, II закон Ньютона для ДГ:

$$m_{DW}\ddot{q} = \int f_{g,y}\,dy\,,$$

где $m_{DW} = (2\pi\Delta\gamma^2)^{-1}$ — эффективная масса ДГ [1].

Заметим, что учёт вязкости в системе производится посредством введения в уравнение баланса сил диссипативной линейной вектор-функции [15], которую, с целью упрощения рассмотрения проблемы, мы не учитываем. Её влияние на стационарное движение ВБЛ и БТ проявляется в конечных значениях подвижностей структурных неоднородностей ДГ, обуславливая малую добавку к их эффективным массам. Вклад от неё в квантово-механическое поведение ВБЛ и БТ для большинства магнитных плёнок не существенен [9, 18, 19]. В то же время вязкость, обусловленная обменной релаксацией вектора намагниченности [20], заметно влияет на динамику БТ в железо-иттриевых гранатах [21]. Поэтому для этих материалов необходимо исследование поставленной проблемы с учётом указанного фактора.

Ещё одной силой, действующей на элемент объёма ферромагнетика, является так называемая обратимая сила, плотность которой равна [2]:

$$\mathbf{f}_{\mathrm{r}} = (\partial w/\partial\theta)\nabla\theta + (\partial w/\partial\varphi)\nabla\varphi,$$

где w — объёмная плотность энергии «жёсткой» ДГ, учитывающая обменное взаимодействие и внутренние поля размагничивания ДГ.

Нетрудно понять, что $\mathbf{f}_{\mathrm{r}}$ определяет магнитную структуру составных элементов системы, т.е. ВБЛ и ДГ (в данном случае); см. распределения (1), на основе которых, в автомодельном виде выполняется дальнейшее исследование. При этом скорость ВБЛ, как это следует из уравнений (4), должна быть ограничена условием $v_x << \Lambda\omega_M$.

Рассмотрим теперь ВБЛ в доменной границе магнитной плёнки. В таком случае, гиротропный изгиб ДГ в соответствии с [6] имеет вид:

$$q_{\xi\to 0} = \dot{x}_0 b^{-1}\omega_M^{-1}\sqrt{\pi}Q^{-1/2}, \tag{6}$$

где $\dot{x}_0$ — скорость ВБЛ,

$$b = (f - f_c)^{1/2}\left(1 + \frac{\Delta}{\pi h k_c^2} - \frac{\Delta}{\pi h}\left(\frac{h}{\Lambda}\right)^2 K_0\left(\frac{k_c h}{\Lambda}\right) - \frac{\Delta}{\pi h}\left(\frac{h}{\Lambda}\right)^2 \frac{K_1(k_c h/\Lambda)}{k_c h/\Lambda}\right)^{1/2},$$

f_c и k_c — критические значения градиентного магнитного поля и волнового вектора, обеспечивающие устойчивость ДГ в магнитной плёнке толщиной h [22], $K_{0,1}(x)$ — функции Макдональда.

Используя далее (3) вместо довольно громоздкой процедуры установления кинетического потенциала ВБЛ, с учётом (6), фактически в одно действие получаем выражение для $m_{L,f}$ эффективной массы ВБЛ в ДГ магнитной плёнки, совпадающее с данным параметром из работы [6]:

$$m_{L,f} = 3\pi\left(8b\gamma^2 Q^{1/2}\right)^{-1}.$$

Аналогично, для ВБЛ в доменной границе цилиндрического магнитного домена (ЦМД), определяя Фурье-гармоники $q_{1,2,n}$ изгиба ДГ, вызываемого движущейся ВБЛ, в соответствии с [7]:

$$q_{1,0}^{(1)} = -\frac{\dot{\beta}_L a^2 h}{4\omega_M \left[S_0(a) - lh^{-1}\right]},$$

$$q_{1,n}^{(1)} = -\frac{\dot{\beta}_L a^2 h}{2\omega_M (n^2 - 1)\left[lh^{-1} - S_n(a)\right] ch(\pi\Lambda n/2r)}, \ n \ge 2,$$

$$q_{2,n}^{(1)} = 0;$$

здесь β_L — угловая координата центра ВБЛ, $a = 2r/h$, r — радиус домена, l — характеристическая длина плёнки [1], $S_n(a)$ — силовая функция Тиля [23], в цилиндрической системе координат, из формулы (3), находим $m_{L,BD}$ — эффективную массу ВБЛ в ЦМД:

$$m_{L,BD} = \frac{a}{\gamma^2}\left[\frac{1}{4[S_0(a) - lh^{-1}]} + \sum_{n=2}^{\infty} \frac{ch^{-2}(\pi\Lambda n/2r)}{2(n^2 - 1)\,[lh^{-1} - S_n(a)]}\right]. \quad (7)$$

Тождественность (7) выражению $m_{L,BD}$ из статьи [7] демонстрирует универсальность предложенного подхода к различным доменным системам.

Рассмотрим ДГ, внутренняя структура которой определяется ВБЛ и блоховской точкой — сингулярностью, делящей ВБЛ на два сегмента с различным направлением вращения вектора **M**. Характерной областью БТ является участок доменной границы $\Delta < R \le \Lambda$, где $R = (x^2 + z^2)^{1/2}$ (начало ПДСК помещаем в центр БТ). Данный сегмент ДГ обусловливает основной вклад в эффективную массу блоховской точки m_{BP} [5]. В нём также происходит «вихреобразная» деформация магнитной структуры ВБЛ, описываемая системой уравнений [24]:

$$\begin{aligned} \dot{\phi}\Delta\omega_M^{-1} &= \Lambda^2\, \partial^2 q/\partial x^2 + \Lambda^2 \partial^2 q/\partial z^2 - fq, \\ -\dot{q}\Delta^{-1}\omega_M^{-1} &= \Lambda^2\, \partial^2\phi/\partial x^2 + \Lambda^2\partial^2\phi/\partial z^2, \end{aligned} \quad (8)$$

где $\phi = \mathrm{arctg}\, M_y/M_x$.

Решение для угла $\phi(z, x)$ в статическом случае следует из второго уравнения (8) и имеет вид:

$$\mathrm{tg}\phi = z/x. \quad (9)$$

Сразу отметим, что непосредственное применение формулы (3) для нахождения m_{BP} ограничено обращением в нуль вектора магнитного момента в центре БТ, что делает необходимым использование в этой области, характерный масштаб которой существенно меньше корреляционной длины Δ, микроскопического уравнения Ландау–Лифшица [25]. Вместе с тем, поскольку именно участок

$\Delta < R \le \Lambda$ соответствует ключевой деформации структуры ВБЛ блоховской точкой, то, очевидно, формулу (3) можно использовать для оценки m_{BP}. С этой целью, полагая $z = z - v_z t$ (v_z — скорость БТ), из формулы (2) с учётом выражения (9) находим силу, вызывающую гиротропный изгиб ДГ:

$$\int dy \int\limits_{\Delta<R\le\Lambda} f_{g,y} dxdz = \frac{2M_S v_z}{\gamma} \int\limits_{\Delta<R\le\Lambda} \frac{\partial\phi}{\partial z} dxdz \approx \frac{4M_S v_z \Lambda}{\gamma}. \qquad (10)$$

Далее, исходя из первого уравнения системы (8), для координаты нормального смещения ДГ находим $q \sim \pi\Delta\omega_M^{-1}\Lambda^{-1}v_z$. Полагая выполненным условие $f << 1$, исходя из (3), (10), получаем искомую оценку эффективной массы БТ, совпадающую с аналогичным результатом статьи [5]:

$$m_{BP} \sim \Delta/\gamma^2 .$$

Анализ полученного выражения показывает, что m_{BP}, в отличие от эффективной массы ВБЛ (см. формулу (5)) в случае малых полей стабилизации ДГ, не зависит от величин последних. Данный факт является следствием локального характера ($\sim\Lambda^2$) искажения площади ДГ блоховской точкой, природа которого в нашем случае определяется силой поверхностного натяжения ДГ; см. слагаемые $\Lambda^2\partial^2/\partial x^2$ и $\Lambda^2\partial^2/\partial z^2$ в первом уравнении (8). В свою очередь деформация ДГ движущейся ВБЛ происходит по всей длине линии, приводя к смещению ДГ в пространстве. Как результат, эффективная масса ВБЛ определяется полем стабилизации ДГ.

В случае сильных магнитных полей $f >> 1$ сингулярность в центре БТ может быть устранена путём интегрирования по её объёму. Действительно, из формулы (2) и первого уравнения (8) определяем гироскопическую силу $f_{g,y} = -\frac{M_S}{\gamma}\sin\theta\frac{\partial\theta}{\partial y}\frac{\partial\phi}{\partial z}v_z$ и координату нормального смещения $q = \Delta\omega_M^{-1}f^{-1}\frac{\partial\phi}{\partial z}v_z$ соответственно. Полагая далее нижний предел обрезания в интеграле равным Δ, находим работу $\frac{1}{2}\int f_{g,y} q dxdydz$, и, в соответствии с (3), эффективную массу БТ:

$$m_{BP} = \frac{\pi M_S}{H_g \gamma^2} \ln Q.$$

Полученное выражение с точностью до коэффициента совпадает с выражением для m_{BP} из статьи [5]. Эффективная масса БТ, в этом случае, определяется величиной внешнего градиентного поля H_g и стремится к нулю вместе с гиротропным изгибом ДГ при $f \to \infty$.

Приведённые примеры показывают, что предложенный нами простой метод нахождения эффективной массы ВБЛ и БТ является совершенно корректным и согласуется со всеми известными результатами по данному вопросу. В силу своей общности он может быть распространён и на другие системы «жёстких» ДГ, например, гантелевидные и полосовые домены.

Следует также отметить, что формулы (2), (3) применимы к любому движущемуся распределению намагниченности. Поэтому построенный нами формализм не зависит от типа ферромагнетика. Рассмотрение в работе ДГ одноосных магнетиков обусловлено исключительно существованием в них локальных неоднородностей, классифицируемых как ВБЛ и БТ, выражения для эффективных масс которых известны.

3. ВЫВОДЫ

1. Построен формализм, позволяющий находить эффективную массу структурных неоднородностей ДГ — вертикальных блоховских линий и блоховских точек в различных доменных системах одноосных ферромагнитных материалов.
2. Показано, что эффективная масса ВБЛ и БТ зависит от вызванного их динамикой изгиба ДГ. При этом в случае ВБЛ гиротропный изгиб ДГ определяется величиной внешнего, стабилизирующего ДГ магнитного поля. В то же время деформация ДГ движущейся блоховской точкой носит локальный характер и обусловлена как полем стабилизации ДГ, так и силой её поверхностного натяжения.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. А. Малозёмов, Дж. Слонзуски, *Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами* (Москва: Мир: 1982) (пер. с англ).
2. В. Ф. Лисовский, *Физика цилиндрических магнитных доменов* (Москва: Сов. радио: 1979).
3. В. Г. Барьяхтар, Ю. И. Горобец, *Цилиндрические магнитные домены и их решётки* (Киев: Наукова думка: 1988).
4. А. Б. Шевченко, Г. Г. Влайков, М. Ю. Барабаш, *Структурно-размерные и квантовые эффекты в наносистемах с параметром порядка. Ферромагнитные и сегнетоэлектрические материалы* (Киев: Академпериодика: 2013).
5. Ю. А. Куфаев, Э. Б. Сонин, *ЖЭТФ*, **95**, № 4: 1523 (1989).
6. V. L. Dorman, V. L. Sobolev, and A. B. Shevchenko, *JMMM*, **94**, No. 3: 293 (1991).
7. V. L. Dorman, V. L. Sobolev, and A. B. Shevchenko, *JMMM*, **124**, Nos. 1–2:

221 (1993).
8. А. К. Звездин, А. Ф. Попков, *ЖЭТФ*, **91**, № 5 (11): 1789 (1986).
9. А. Б. Шевченко, *Журнал технической физики*, **77**, № 10: 128 (2007).
10. A. B. Shevchenko and M. Yu. Barabash, *Nanoscale Res. Lett.*, **9**, No. 1: 132 (2014).
11. M. Klaui, C. A. F. Vaz, and J. A. C. Bland, *Appl. Phys. Lett.*, **85**: 5637 (2004).
12. M. Laufenberg, D. Backes, and W. Buhrer, *Appl. Phys. Lett.*, **88**: 052507 (2004).
13. Y. Nakatani, A. Thiaville, and J. Miltat, *JMMM*, **290–291**: 750 (2005).
14. N. Vukadinovic and F. Boust, *Phys. Rev. B*, **78**, No. 18: 184411 (2008).
15. A. A. Thiele, *Phys. Rev. Lett.*, **30**, No. 6: 230 (1973).
16. А. Б. Шевченко, М. Б. Шевченко, *Металлофиз. новейшие технол.*, **34**, № 5: 589 (2012).
17. A. A. Thiele, *Phys. Rev. B*, **14**, No. 7: 3130 (1976).
18. А. Б. Шевченко, М. Ю. Барабаш, *Физика низких температур*, **37**, № 8: 867 (2011).
19. А. Б. Шевченко, М. Ю. Барабаш, *Физика низких температур*, **39**, № 2: 199 (2013).
20. E. G. Galkina, B. A. Ivanov, and V. A. Stephanovich, *JMMM*, **118**, No. 3: 373 (1993).
21. В. Г. Барьяхтар, *ЖЭТФ*, **87**, № 4: 1501 (1984).
22. E. Schlomann, *IEEE Trans. Magn.*, **10**, No. 1: 11 (1974).
23. A. A. Thiele, *J. Appl. Phys.*, **41**, No. 3: 1139 (1970).
24. А. П. Шпак, А. Б. Шевченко, Ю. А. Куницкий, *Металлофиз. новейшие технол.*, **29**, № 12: 1579 (2007).
25. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Phys. Zeitsch. der Sowjetunion*, **8**, No. 2: 153 (1935).

REFERENCES

1. A. P. Malozemoff and J. C. Slonczewski, *Domennye Stenki v Materialakh s Tsilindricheskimi Magnitnymi Domenami [Magnetic Domain Walls in Bubble Materials]* (Moscow: Mir: 1982) (Russian translation).
2. V. F. Lisovskiy, *Fizika Tsilindricheskikh Magnitnykh Domenov* (Moscow: Sov. Radio: 1979) (in Russian).
3. V. G. Bar'yakhtar and Yu. I. Gorobets, *Tsilindricheskie Magnitnye Domeny i Ikh Reshetki* (Kiev: Naukova Dumka: 1988) (in Russian).
4. A. B. Shevchenko, G. G. Vlaykov, and M. Yu. Barabash, *Strukturno-Razmernye i Kvantovye Effekty v Nanosistemakh s Parametrom Poryadka. Ferromagnitnye i Segnetoelektricheskie Materialy* (Kiev: Akademperiodika: 2013) (in Russian).
5. Yu. A. Kufaev and E. B. Sonin, *ZhETF*, **95**, No. 4: 1523 (1989) (in Russian).
6. V. L. Dorman, V. L. Sobolev, and A. B. Shevchenko, *JMMM*, **94**, No. 3: 293 (1991).
7. V. L. Dorman, V. L. Sobolev, and A. B. Shevchenko, *JMMM*, **124**, Nos. 1–2: 221 (1993).
8. A. K. Zvezdin and A. F. Popkov, *ZhETF*, **91**, No. 5 (11): 1789 (1986).
9. A. B. Shevchenko, *Zhurnal Tekhnicheskoy Fiziki*, **77**, No. 10: 128 (2007).
10. A. B. Shevchenko and M. Yu. Barabash, *Nanoscale Res. Lett.*, **9**, No. 1: 132

(2014).
11. M. Klaui, C. A. F. Vaz, and J. A. C. Bland, *Appl. Phys. Lett.*, **85**: 5637 (2004).
12. M. Laufenberg, D. Backes, and W. Buhrer, *Appl. Phys. Lett.*, **88**: 052507 (2004).
13. Y. Nakatani, A. Thiaville, and J. Miltat, *JMMM*, **290–291**, 750 (2005).
14. N. Vukadinovic and F. Boust, *Phys. Rev. B*, **78**, No. 18: 184411 (2008).
15. A. A. Thiele, *Phys. Rev. Lett.*, **30**, No. 6: 230 (1973).
16. A. B. Shevchenko and M. B. Shevchenko, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **34**, No. 5: 589 (2012) (in Russian).
17. A. A. Thiele, *Phys. Rev. B*, **14**, No. 7: 3130 (1976).
18. A. B. Shevchenko and M. Yu. Barabash, *Fizika Nizkikh Temperatur*, **37**, No. 8: 867 (2011) (in Russian).
19. A. B. Shevchenko and M. Yu. Barabash, *Fizika Nizkikh Temperatur*, **39**, No. 2: 199 (2013) (in Russian).
20. E. G. Galkina, B. A. Ivanov, and V. A. Stephanovich, *JMMM*, **118**, No. 3: 373 (1993).
21. V. G. Bar'yakhtar, *ZhETF*, **87**, No. 4: 1501 (1984) (in Russian).
22. E. Schlomann, *IEEE Trans. Magn.*, **10**, No. 1: 11 (1974).
23. A. A. Thiele, *J. Appl. Phys.*, **41**, No. 3: 1139 (1970).
24. A. P. Shpak, A. B. Shevchenko, and Yu. A. Kunitskiy, *Metallofiz. Noveishie Tekhnol.*, **29**, No. 12: 1579 (2007) (in Russian).
25. L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Phys. Zeitsch. der Sowjetunion*, **8**, No. 2: 153 (1935).