01;05

Квантовое туннелирование блоховской линии в доменной границе цилиндрического магнитного домена

© А.Б. Шевченко

Институт металлофизики им. Г.В. Курдюмова НАН Украины,
03680 Киев, Украина
e-mail: abs@imp.kiev.ua

(Поступило в Редакцию 26 декабря 2006 г.)

Рассмотрено туннелирование через дефект вертикальной блоховской линии (БЛ) в доменной границе цилиндрического магнитного домена. Показано, что вероятность туннелирования БЛ и соответствующая температура кроссовера определяются спектром колебаний домена. Для состояния домена вблизи состояния эллиптической неустойчивости получены оценки параметров, характеризующих данный эффект.

PACS: 75.70.-i, 75.70.Kw

Изучение субструктурных микро- и нанонеоднородностей доменных границ (ДГ) доменсодержащих магнитных материалов представляет собой одну из актуальных задач современной физики магнетизма. С одной стороны, это обусловлено принципиальной возможностью применения субструктурных образований ДГ в качестве носителей информации в запоминающих устройствах (ЗУ) со сверхплотной магнитной памятью [1], с другой — необходимостью дальнейшего развития теории ДГ со сложной внутренней структурой. В данном контексте особое место занимает исследование локализованных „вихреобразных“ областей структуры ДГ, разделяющих участки ДГ с противоположной ориентацией намагниченности. Такие области, называемые блоховскими линиями (БЛ) [2], являются устойчивыми элементами внутренней структуры ДГ и, несмотря на свои малые размеры ($\sim 10^2$ nm), могут быть визуализированы экспериментально [3,4].

Следует отметить, что при изучении свойств ДГ и БЛ вследствие мезоскопичности этих объектов необходимо учитывать квантовые эффекты, одним из которых выступает туннелирование. Теоретические основы туннелирования ДГ и БЛ в различных материалах рассматривались в работах [5–10]. Так, в [5,8] изучено туннелирование ДГ через дефект, в [9,10] — квантовые флуктуации топологических зарядов ДГ и БЛ. Случай туннелирования ДГ с динамическими характеристиками, лежащими в квазирелятивистской (в смысле Уокера [2]) области, а также взаимодействие ДГ в процессе туннелирования с системой тепловых возбуждений кристалла исследованы в работах [11,12]. Вместе с тем в предшествующих рассмотрениях не изучалось туннелирование БЛ через дефекты и неоднородности, притом что решение подобной задачи способствовало бы целостному описанию процесса туннелирования ДГ со сложной внутренней структурой. Исследование этой проблемы целесообразно провести для БЛ и ДГ цилиндрического магнитного домена (ЦМД), так как именно такие домены предполагают использовать в перспективных ЗУ. Рассмотрению данного вопроса и посвящена настоящая работа.

Пусть в одноосной магнитной пленке с осью магнитной анизотропии, ортогональной ее поверхности, находится ЦМД, ДГ которого содержит пару вертикальных (разворот намагниченности происходит в плоскости пленки) БЛ. Фактор качества пленки $Q \gg 1$, ее толщина $h > \Lambda$ — ширины БЛ. Направим ось OZ декартовой системы координат вдоль оси магнитной анизотропии. Плоскость XOY поместим в центральной плоскости пленки, ось OY направим вдоль вектора намагниченности в центре одной из БЛ. Рассматривая внешнее магнитное поле подмагничивания вдали от поля коллапса домена, можно считать, что $\Lambda \ll r_0$ — радиуса домена и полагать БЛ изолированными, пренебрегая взаимодействием между ними.

Исходя из результатов [13,14] запишем нормированную на h функцию Лагранжа системы

$$\mathscr{L} = m_L \frac{\dot{x}^2}{2} - U(x) - 2\pi\Delta M H_x, \qquad (1)$$

где m_L — масса БЛ, x — координата ее центра, $U(x)$ — потенциал взаимодействия БЛ с дефектом, Δ — ширина ДГ, H_x — внешнее, продвигающее БЛ магнитное поле, M — намагниченность пленки.

В дальнейшем, абстрагируясь от природы потенциала, которая может быть обусловлена как дополнительной магнитной анизотропией (в нашем случае в плоскости пленки вдоль оси OX), так и изменением обменной энергии в окрестности дефекта, воспользуемся по аналогии с [8] модельным потенциалом, предложенным в этой работе:

$$V(x) = 2\pi\Delta \left(\frac{MH_c}{3b} x^3 + \frac{MH_c}{b} x^2 \sqrt{2\Big(1 + \frac{H_x}{H_c}\Big)} \right). \qquad (2)$$

Данный потенциал уже учитывает продвигающее магнитное поле H_x, а также коэрцитивное поле дефекта H_c и ширину барьера b. Кроме того, $V(x)$ удовлетворяет нормировке

$$V(x_{1,2}) = 0,$$

где $x_1 = 0$ и $x_2 = -3b\sqrt{2(1 + H_x/H_c}$ — координаты барьера.

Отметим, что условием применимости потенциала (2) является его малость по отношению к энергии статической блоховской линии $E_L = 8AQ^{-1/2}$, где A — постоянная обмена. Такое приближение позволяет пренебречь изменением формы БЛ при ее туннелировании.

Следуя далее общим положениям ВКБ метода, вероятность туннелирования БЛ определяем по формуле

$$P = C\exp(-B), \tag{3}$$

где

$$B = \frac{2}{\hbar}\int_{x_1}^{x_2} \left|\dot{x} m_L(x)\right| dx, \quad C = (15/2\pi)^{1/2} B^{1/2}\omega_0,$$

ω_0 — инстантонная частота [5], $\hbar$ — постоянная Планка.

В свою очередь выражение для массы БЛ, фигурирующее в (3), имеет вид [13]:

$$m_L = \frac{a}{4\gamma^2\left[S_0(a) - lh^{-1}\right]} + \frac{a}{2\gamma^2}\sum_{n=2}^{\infty}\frac{\cosh^{-2}(\pi\Lambda n/2r_0)}{(n^2-1)\left[lh^{-1} - S_n(a)\right]}, \tag{4}$$

где γ — гиромагнитное отношение, l — характеристическая длина пленки, $S_n(a)$ — силовая функция Тиля [15], $a = 2r_0/h$.

Заметим, что выражение для m_L, приведенное в [2], фактически является выражением для массы ДГ с большой плотностью БЛ в последней. В этом случае расстояние между БЛ порядка Λ и актуально взаимодействие блоховских линий.

После вариации (1) с учетом (2) и интегрирования полученного дифференциального уравнения с граничными условиями в точке $x = 0$: $\dot{x} \to 0$, $t \to \pm\infty$, что соответствует закреплению БЛ на дефекте в отсутствие продвигающего магнитного поля, выражение для B можно переписать в виде

$$B = \frac{2}{\hbar}\int_{x_1}^{x_2}\sqrt{2m_L V(x)}\,dx. \tag{5}$$

Из полученного выражения видно, что вероятность туннелирования БЛ определяется спектром колебаний домена. Поэтому для дальнейшего анализа процесса туннелирования и получения конкретных оценок рассмотрим состояние домена, близкое к состоянию эллиптической неустойчивости. В данном случае $[ln^{-1} - S_2(a)] \ll 1$, из (4) находим

$$m_L \approx \frac{a}{6\gamma^2}\left[lh^{-1} - S_2(a)\right]^{-1}. \tag{6}$$

Рассмотрим величины полей H_x, близких H_c. Тогда, полагая $b \sim \Lambda$, получим из (2) выражение для „высоты“ потенциального барьера $V_{\max}$

$$V_{\max} = 8h_c\frac{\sqrt{2}}{3}\varepsilon^{3/2}E_L, \tag{7}$$

где $\varepsilon = \frac{h_c - h_x}{h_c} \ll 1$, $h_{c,x} = H_{c,x}/8M$.

Поскольку для содержащих ЦМД материалов $10^{-1} \le H_c \le 10\,\text{Oe}$, $4\pi M \sim 10^2{-}10^3\,\text{Gs}$, то $h_c \ll 1$ и $V_{\max} \ll E_L$, что согласуется с замечанием о потенциальном барьере, высказанным ранее.

В силу вышесказанного, используя (2), (5), (6) и определяя ω_0, согласно [8], после ряда выкладок находим показатель экспоненты и предэкспоненциальный множитель в (3):

$$B = 16Q^{1/4}\left(\frac{\pi\Delta}{ah}\right)^{1/2}\frac{h_c^{1/2}E_L A_L\varepsilon^{5/4}}{\hbar\omega_2},$$

$$C \approx 10.4\left(\frac{ah}{\pi\Delta}\right)^{1/4} Q^{-1/8}h_c^{3/4}\varepsilon^{7/8}(E_L A_L)^{1/2}\left(\frac{\omega_2}{\hbar}\right)^{1/2}, \tag{8}$$

где A_L — длина туннелирующего участка БЛ,

$$\omega_2 = \omega_M\left(\frac{6\Delta}{a^2h}\right)^{1/2}\left[lh^{-1} - S_2(a)\right]^{1/2}$$

— частота эллиптической моды колебаний домена, $\omega_M = 4\pi\gamma M$.

Сразу отметим, что, рассматривая туннелирование БЛ, мы полагали ДГ домена неподвижной. Понятно, что такое приближение имеет место для ДГ, закрепленной на дефекте, или при $t < \omega_0^{-1}$, где t — характерное время релаксации колебаний ДГ домена. Сравнивая ω_0^{-1} с $t \sim 1/\alpha\omega_M$ (α — релаксационная постоянная Гильберта), получаем соотношение для параметров рассматриваемой системы, обеспечивающих процесс:

$$\left(8\varepsilon Q^{-1}\right)^{1/4}\left(\frac{6}{\pi a}\left[lh^{-1} - S_2(a)\right]h_c\right)^{1/2} < \alpha. \tag{9}$$

Полагая $Q \sim 10$, $a \sim 1$, $\Delta/h \sim 10^{-2}$, $[lh^{-1} - S_2(a)] \sim 10^{-1}$, нетрудно видеть, что (9) выполняется для $h_c \le 10^{-1}$ и $\varepsilon \le 10^{-2}$. При этом $\alpha \sim 10^{-2}{-}10^{-1}$. С учетом данного факта оценка (9) при тех же параметрах и $A_L \sim \sqrt{S}$ ($S = 10\,\text{nm}^2$ — площадь туннелирующего участка ДГ [9]), $A \sim 10^{-7}\,\text{erg/cm}$, $\gamma = 2\cdot 10^7\,\text{s}^{-1}$, находим: $C \sim 10^9\,\text{s}^{-1}$; $B \sim 1$ при $h_c \sim 10^{-2}$, $10^{-3} \le \varepsilon < 10^{-2}$ и $B \ll 1$ для $\varepsilon < 10^{-3}$. В то же время анализ (7) показывает уменьшение вероятности туннелирования (B — увеличивается) с ростом поля дефекта h_c. Так, $B \approx 10$ при $\varepsilon, h_c \sim 10^{-2}$ и $B \approx 30$ для $h_c \sim 10^{-1}$ и $\varepsilon \sim 10^{-2}$. Поскольку квантовое туннелирование реально, если показатель экспоненты в (3) не превышает 30 [5], то следует определенно указать на возможность осуществления данного эффекта. При этом сам процесс происходит посредством квантовых флуктуационных перемещений малых участков БЛ. Температура T_{cr}, при которой актуален квантовый режим, называется температурой кроссовера. Выражение для нее может быть получено из (3), (7), (8) с учетом соотношения $k_BT = V_{\max}/B$, где k_B — постоянная Больцмана. Таким образом, в соответствии со сказанным находим

$$T_{\text{cr}} = \frac{h_c^{1/2}\varepsilon^{3/4}}{3k_B}\left(\frac{ah}{2\pi\Delta}\right)^{1/2}Q^{-1/4}\hbar\omega_2. \tag{10}$$

Данное выражение показывает, что T_{cr}, так же как и вероятность туннелирования, определяется спектром колебаний домена. Для рассматриваемого в работе состояния домена из (10) следует, что $T_{\mathrm{cr}} \sim 10^{-3}$ K при $h_c \sim 10^{-2}$, $10^{-4} \le \varepsilon \le 10^{-2}$ и $T_{\mathrm{cr}} \sim 10^{-2}$ при $h_c \sim 10^{-1}$, $\varepsilon \sim 10^{-2}$.

Нетрудно видеть, что с ростом поля дефекта T_{cr} возрастает, что является следствием увеличения высоты барьера, преодоление которого характеризуется бóльшими температурами. Напротив, увеличение значения продвигающего поля (параметр ε уменьшается) способствует процессу туннелирования, что и отражается в более низких значениях T_{cr}.

Отметим, что оценка T'_{cr} температуры кроссовера для туннелирующей через дефект ДГ [5], рассматриваемой как ДГ домена, показывает, что $T'_{\mathrm{cr}} \sim 10^{-3}{-}10^{-2}$ K, т. е. $T'_{\mathrm{cr}} \sim T_{\mathrm{cr}}$. Полученный результат свидетельствует о возможности туннелирования наряду с ДГ домена и ее субструктуры, что актуально для дефектов, обусловливающих поле не только вдоль оси анизотропии, но также и в плоскости пленки.

Список литературы

[1] *Алфёров Ж.И., Асеев А.Л., Гапонов С.В.* // Нано- и микросистемная техника. 2003. № 8. С. 3–13.

[2] *Малоземов А., Слонзуски Дж.* Доменные магнитные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами / Пер. с англ. под ред. Г.А. Смоленского и Г.В. Писарева. М.: Мир, 1982. 382 с.

[3] *Николаев А.В., Николаева Е.П., Онищук В.Н.* и др. // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 6. С. 50–55.

[4] *Белотелов В.И., Логгинов А.С., Николаев А.В.* // ФТТ. 2003. Т. 45. № 3. С. 490–499.

[5] *Chudnovsky E.M., Iglesias O., Stamp P.C.E.* // Phys. Rev. B. 1992. Vol. 46. N 9. P. 5392–5404.

[6] *Chudnovsky E.M.* // J. Appl. Phys. 1993. Vol. 73. N 10. P. 6697–6702.

[7] *Иванов Б.А., Колежук А.К.* // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 60. Вып. 11. С. 792–795.

[8] *Добровицкий В.В., Звездин А.К.* // ЖЭТФ. 1996. Т. 109. Вып. 4. С. 1420–1432.

[9] *Галкина Е.Г., Иванов Б.А.* // Письма в ЖЭТФ. 1995. Т. 61. Вып. 6. С. 495–498.

[10] *Dobrovitski V.V., Zvezdin A.K.* // JMMM. 1996. Vol. 156. P. 205–206.

[11] *Махро В.В.* // ФТТ. 1999. Т. 41. № 7. С. 1264–1266.

[12] *Махро В.В.* // ФТТ. 1998. Т. 40. № 10. С. 1855–1860.

[13] *Dorman V.L., Sobolev V.L., Shevchenko A.B.* // JMMM. 1993. Vol. 124. P. 221–227.

[14] *Шпак А.П., Шевченко А.Б.* // Металлофиз. новейшие технол. 2003. Т. 26. № 12. С. 1601–1609.

[15] *Thiele A.A.* // J. Appl. Phys. Vol. 41. N 3. P. 1139–1145.