

Магнитоэлектронная энергия и полосовая доменная структура в ферромагнитной пластине конечной ширины с параллельной анизотропией

© Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, Р.Дж. Эллиотт*, Э.М. Эпштейн

Институт радиотехники и электроники Российской академии наук,
141120 Фрязино, Московская обл., Россия

*University of Oxford, Department of Physics,
Oxford OX1 3NP, U.K.

(Поступила в Редакцию 30 июля 2001 г.)

Вычисляются магнитоэлектронная энергия и доменная структура (ДС) в длинной ферромагнитной пластине конечной ширины с параллельной анизотропией, когда векторы намагниченности в доменах лежат в плоскости пластины. Подробно проанализирована ситуация, когда период ДС гораздо меньше ширины, но гораздо больше толщины пластины. Из условия минимума энергии определены равновесный период ДС и отношение ширин двух соседних доменов в зависимости от величины стороннего магнитного поля, параллельного плоскости пластины. Период ДС пропорционален ширине пластины и энергии доменной границы и обратно пропорционален квадрату намагниченности насыщения. Ширина „выгодных“ доменов (с намагниченностью, параллельной полю) увеличивается с ростом поля, однако „невыгодные“ домены не исчезают полностью, а образуют относительно узкие переходные области между выгодными доменами, т. е. 360° доменные стенки.

Работа выполнена при поддержке МНТЦ (грант № 1522) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 00-02-16384).

Расчеты магнитоэлектронной энергии доменной структуры (ДС) в ферромагнетиках имеют давнюю историю, восходящую к работам Ландау, Лифшица [1] и Киттеля [2]. Наиболее распространенной моделью, рассматриваемой во многих монографиях и учебниках (см., например, [3–5]), служит ферромагнитная пластина (пленка) конечной толщины с легкой осью, перпендикулярной развитой плоскости пластины. В указанной модели ДС имеет вид антипараллельно намагниченных чередующихся полос равной ширины с намагниченностью, перпендикулярной развитой плоскости. Следуя работе [6], подобные домены будем для краткости называть „фарадеевскими“. Ширина фарадеевских доменов пропорциональна квадратному краю из толщины пластины. При наличии направленного вдоль легкой оси внешнего магнитного поля увеличиваются как период доменной структуры, так и относительная ширина „выгодных“ доменов с намагниченностью, параллельной полю. Ширина невыгодных доменов, напротив, стремится к нулю. В достаточно сильном магнитном поле „невыгодные“ домены исчезают, а выгодные сливаются, и образуется монодоменная структура. Теория фарадеевских доменов продолжает интенсивно развиваться, что, видимо, стимулируется интересом к цилиндрическим магнитным доменам и их применением в системах памяти.

В последнее время в связи с развитием направления, получившего название „спинтроника“ [7], стали широко исследоваться тонкие металлические ферромагнитные пленки с большой намагниченностью и параллельной анизотропией (легкая ось находится в плоскости пленки). В таких пластинах и пленках вектор намагниченности тоже должен лежать в плоскости пленки, так что

ДС, если она возникает, в сильной степени зависит от магнитных зарядов на малых торцевых плоскостях. ДС в этих пленках действительно возникает, что было подтверждено экспериментально различными методами: наблюдением эффекта Фарадея в прикладываемых к пленке визуализирующих средах [8], а также методом просвечивающей электронной микроскопии [9–11]. Особенно детальная информация была получена в работах [9–11], где наблюдалась ДС с почти параллельными полосами, которые имели искривленные границы. Ширина полос была порядка единиц и десятков микрон, при этом вектор намагниченности лежал в плоскости пленки.

Подобные „коттоновские“ домены (по терминологии работы [6]) в настоящее время теоретически изучены недостаточно, что затрудняет интерпретацию экспериментов. Экспериментально установлен ряд свойств коттоновских доменов, которые значительно отличаются от свойств фарадеевских доменов. Между тем существующие теории (см., например, [6,12]) хотя и дают общую основу для анализа, но непосредственно эти различия не объясняют. Для их интерпретации требуется дальнейшее развитие теории, что и составляет цель данной работы.

Как показано далее, характер зависимости ширины доменов от геометрических параметров пластины, намагниченности и стороннего магнитного поля в рассматриваемом случае меняется по сравнению с описанным в работах [2–5]. В частности, с ростом поля невыгодные домены не исчезают, а образуют переходные слои между выгодными доменами, которые можно трактовать как 360° доменные стенки. Образование подобных стенок было отмечено в экспериментальных работах [9,11].

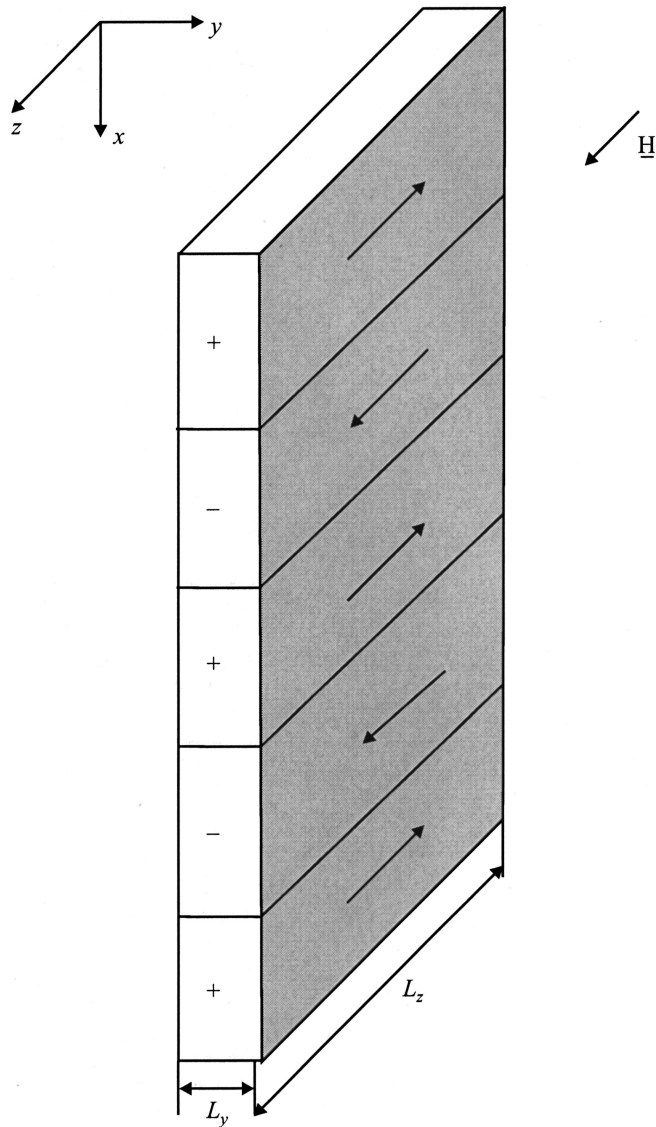


Рис. 1. Ферромагнитная пластина с доменной структурой. Стрелками показаны направления векторов намагниченности в доменах и стороннее магнитное поле **H**. На торцевой плоскости указаны знаки поверхностных магнитных зарядов. Показаны координатные оси, толщина L_y и ширина L_z пластины.

В настоящей работе вводятся некоторые упрощающие приближения. В частности, хотя пластина имеет конечную ширину, ее длина на данном этапе предполагается бесконечной. Предполагается также, что пластина имеет легкую ось, которая лежит в развитой плоскости и перпендикулярна торцевым плоскостям. Мы пренебрегаем замыканием магнитного потока в пластине, т.е. влиянием замыкающих доменов [1,12]. Для такого приближения имеются следующие основания. Во-первых, как показано далее, период ДС может быть гораздо меньше ширины пластины, так что вклад замыкающих доменов в магнитостатическую энергию пластины получается не слишком большим. Во-вторых, стороннее магнитное поле приводит к разрушению этих

доменов. В такой ситуации в пластине возникает периодическая ДС. Геометрия пластины и ДС показаны на рис. 1.

1. Магнитостатическая энергия

Предположим (рис. 1), что пластина занимает область пространства $-\infty < x < \infty$, $-\frac{L_y}{2} \leq y \leq \frac{L_y}{2}$, $-\frac{L_z}{2} \leq z \leq \frac{L_z}{2}$. ДС периодична вдоль оси x , намагниченность в доменах параллельна или антипараллельна оси z .

Магнитостатический потенциал $\varphi(x, y, z)$ описывается уравнением Пуассона

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = -4\pi\rho(x, y, z), \quad (1)$$

где

$$\rho(x, y, z) = \sigma(x)f(y) \left[\delta\left(z - \frac{L_z}{2}\right) - \delta\left(z + \frac{L_z}{2}\right) \right], \quad (2)$$

$$f(y) = \begin{cases} 1, & |y| \leq \frac{L_y}{2}, \\ 0, & |y| > \frac{L_y}{2}, \end{cases} \quad (3)$$

$\sigma(x)$ — поверхностная плотность магнитных зарядов на плоскости $z = \frac{L_z}{2}$, которая является периодической функцией с периодом W (ее явный вид пока не конкретизируем). Именно указанные заряды создают магнитостатическое поле φ и повышают магнитостатическую энергию. Возникновение ДС является следствием требования минимизации энергии. Для расчета энергии и ДС необходимо решить уравнение (1). При нахождении решения пока никаких ограничений на величины L_y и L_z накладывать не будем.

Решение уравнения (1) имеет вид

$$\begin{aligned} \varphi(x, y, z) &= \int_{-\infty}^{\infty} dx' \int_{-\infty}^{\infty} dy' \int_{-\infty}^{\infty} dz' \frac{\rho(x', y', z')}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}} \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} dx' \int_{-\frac{L_y}{2}}^{\frac{L_y}{2}} dy' \sigma(x') \left[\frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + \left(z - \frac{L_z}{2}\right)^2}} \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + \left(z + \frac{L_z}{2}\right)^2}} \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

Разлагая $\sigma(x)$ в ряд Фурье

$$\sigma(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sigma_n e^{inkx}, \quad k = \frac{2\pi}{W}, \quad (5)$$

подставляя (5) в (4) и интегрируя по x' , после некоторых преобразований получаем

$$\begin{aligned} \varphi(x, y, z) = & \int_{-\frac{L_y}{2}}^{\frac{L_y}{2}} dy' \left\{ \sigma_0 \ln \frac{(y-y')^2 + \left(z + \frac{L_z}{2}\right)^2}{(y-y')^2 + \left(z - \frac{L_z}{2}\right)^2} \right. \\ & + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (\sigma_n e^{inkx} + \sigma_{-n} e^{-inkx}) \\ & \times \left[K_0 \left(nk \sqrt{(y-y')^2 + \left(z - \frac{L_z}{2}\right)^2} \right) \right. \\ & \left. \left. - K_0 \left(nk \sqrt{(y-y')^2 + \left(z + \frac{L_z}{2}\right)^2} \right) \right] \right\}, \quad (6) \end{aligned}$$

где K_0 — функция Макдональда (модифицированная функция Бесселя второго рода).

Зная потенциал φ и поверхностную плотность магнитных зарядов σ , можем перейти к вычислению магнитостатической энергии. По определению эта энергия в расчете на единицу объема пластины равна

$$\begin{aligned} E_m = & \frac{1}{2WL_y L_z} \int_0^W dx \sigma(x) \\ & \times \int_{-\frac{L_y}{2}}^{\frac{L_y}{2}} dy \left[\varphi \left(x, y, \frac{L_z}{2} \right) - \varphi \left(x, y, -\frac{L_z}{2} \right) \right]. \quad (7) \end{aligned}$$

После подстановки в (7) выражений (5) и (6) для σ и φ получаем

$$\begin{aligned} E_m = & \frac{2}{WL_y L_z} \int_0^W dx \sigma(x) \int_0^{L_y} d\eta (L_y - \eta) \\ & \times \left\{ \sigma_0 \ln \frac{\eta^2 + L_z^2}{\eta^2} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (\sigma_n e^{inkx} + \sigma_{-n} e^{-inkx}) \right. \\ & \left. \times \left[K_0(nk\eta) - K_0(nk \sqrt{\eta^2 + L_z^2}) \right] \right\}. \quad (8) \end{aligned}$$

Поскольку

$$\frac{1}{W} \int_0^W \sigma(x) e^{-inkx} dx = \sigma_n, \quad \sigma_{-n} = \sigma_n^*,$$

интегрируя в (8) по x , получаем окончательно

$$\begin{aligned} E_m = & \frac{2}{L_y L_z} \int_0^{L_y} d\eta (L_y - \eta) \left\{ |\sigma_0|^2 \ln \frac{\eta^2 + L_z^2}{\eta^2} \right. \\ & \left. + 4 \sum_{n=1}^{\infty} |\sigma_n|^2 \left[K_0(nk\eta) - K_0(nk \sqrt{\eta^2 + L_z^2}) \right] \right\}. \quad (9) \end{aligned}$$

Это и есть искомая формула для средней плотности магнитостатической энергии, справедливая при произвольном соотношении между величинами L_y , L_z и W ($W = 2\pi/k$).

Выясним прежде всего, как работает эта формула в известных предельных случаях. Рассмотрим предельный переход $L_y \rightarrow \infty$, т.е. $L_y \gg L_z$, $L_y \gg W$. Кроме того, предположим, что $L_z \gg W$. Именно такие предположения были сделаны в работе [13] при вычислении энергии E_M . По существу, данный предельный случай соответствует пластине, в которой векторы намагниченности в доменах перпендикулярны развитой плоскости, т.е. пластине, содержащей фарадеевские домены. В этом случае вторая из функций Макдональда в (9) экспоненциально мала. Получаем

$$\begin{aligned} E_M = & \frac{2}{L_y L_z} \left\{ |\sigma_0|^2 \left[\frac{1}{2} L_y^2 \ln \left(1 + \frac{L_z^2}{L_y^2} \right) - \frac{1}{2} L_z^2 \ln \left(\frac{L_y^2}{L_z^2} + 1 \right) \right. \right. \\ & \left. \left. + 2L_y L_z \arctg \frac{L_y}{L_z} \right] + 4 \sum_{n=1}^{\infty} |\sigma_n|^2 \int_0^{L_y} (L_y - \eta) K_0(nk\eta) d\eta \right\} \\ & \approx 2\pi |\sigma_0|^2 + \frac{8}{L_y L_z} \sum_{n=1}^{\infty} |\sigma_n|^2 \left[\frac{L_y}{nk} \int_0^{\infty} K_0(x) dx \right. \\ & \left. - \frac{1}{n^2 k^2} \int_0^{\infty} x K_0(x) dx \right] \approx 2\pi |\sigma_0|^2 + \frac{2W}{L_z} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} |\sigma_n|^2, \quad (10) \end{aligned}$$

что совпадает с формулой (17) работы [13].

Рассмотрим теперь другой предельный случай, а именно случай длинного тонкого стержня ($L_y \ll W$, $L_z \ll W$). В этом случае

$$K_0(nk\eta) - K_0 \left(nk \sqrt{\eta^2 + L_z^2} \right) \approx \frac{1}{2} \ln \frac{\eta^2 + L_z^2}{\eta^2},$$

так что

$$\begin{aligned} E_M = & \frac{2}{L_y L_z} \left(|\sigma_0|^2 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} |\sigma_n|^2 \right) \\ & \times \int_0^{L_y} d\eta (L_y - \eta) \ln \frac{\eta^2 + L_z^2}{\eta^2}. \quad (11) \end{aligned}$$

Согласно теореме Парсеваля,

$$|\sigma_0|^2 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} |\sigma_n|^2 = \frac{1}{W} \int_0^W [\sigma(x)]^2 dx.$$

Если в пластине имеется полосовая ДС, то $\sigma(x)$ принимает лишь два значения: $+M_0$ и $-M_0$, где M_0 — абсолютная величина намагниченности в домене. Поэтому $[\sigma(x)]^2 = M_0^2$. Таким образом, наличие или отсутствие ДС никак не сказывается на магнитостатической

энергии. Последнее означает, что ДС с самого начала не возникает, поскольку ее возникновение не привело бы к уменьшению энергии.

Перейдем к рассмотрению наиболее интересного для нас соотношения длин, показанного на рис. 1, а именно $L_z \gg W \gg L_y$. Это соотношение соответствует тонкой ферромагнитной пластине, в которой векторы намагниченности в доменах ориентированы параллельно развитой плоскости. В этом случае формула (9) принимает вид

$$E_M = \frac{2L_y}{L_z} \left\{ |\sigma_0|^2 \left(\ln \frac{L_z}{L_y} + \frac{3}{2} \right) - 2 \sum_{n=1}^{\infty} |\sigma_n|^2 \left[\ln(nkL_y) - \ln 2 - \frac{3}{2} + C \right] \right\}, \quad (12)$$

где $C = 0.5772 \dots$ — постоянная Эйлера.

2. Доменная структура

Мы рассматриваем полосовую периодическую ДС, показанную на рис. 1, с периодом W и шириной доменов, равной w_+ и w_- соответственно для доменов с ориентацией намагниченности параллельно и антипараллельно оси z . Чтобы характеризовать соотношение шириной этих доменов, удобно ввести параметр $\xi \equiv w_+/W$, причем $W = w_+ + w_-$.

Для рассматриваемой полосовой ДС справедливы соотношения

$$|\sigma_0|^2 = M_0^2(2\xi - 1)^2, \quad (13)$$

$$|\sigma_n|^2 = 2 \left(\frac{M_0}{\pi n} \right)^2 (1 - \cos 2\pi n\xi). \quad (14)$$

Подставляя эти соотношения в выражение (12) для магнитостатической энергии, получаем

$$E_M = \frac{2L_y}{L_z} M_0^2 \left\{ (2\xi - 1)^2 \left(\ln \frac{\pi L_z}{W} + C \right) - \ln \frac{\pi L_y}{W} - C + \frac{3}{2} - \frac{4}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\ln n}{n^2} (1 - \cos 2\pi n\xi) \right\}. \quad (15)$$

Значение $\xi = \frac{1}{2}$ соответствует минимуму функции $E_M(\xi, W)$ при любом W , как это и следует из физических соображений.

Перейдем теперь к вычислению равновесного периода ДС W_0 . Для этого необходимо добавить к E_M энергию доменных стенок

$$E_D = \frac{2\gamma}{W}, \quad (16)$$

где γ — энергия единицы площади доменной стенки (множитель 2 учитывает, что на каждый период W приходится две доменные стенки). Что касается энергии анизотропии, то следует заметить, что векторы намагниченности в обоих типах доменов и легкая ось (ось z) коллинеарны (рис. 1). Поэтому энергия анизотропии не

меняется при перестройке ДС и не влияет на параметры доменов, так что при дальнейшем расчете эту энергию можно не учитывать. Равновесный период W_0 находится из условия

$$\frac{\partial(E_M + E_D)}{\partial W} = 0, \quad (17)$$

в которое следует подставить равновесное значение $\xi = 1/2$. В результате получим

$$W_0 = \frac{\gamma L_z}{M_0^2 L_y}. \quad (18)$$

3. Влияние внешнего магнитного поля

При наличии внешнего магнитного поля \mathbf{H} , параллельного легкой оси, к вкладам в магнитную энергию (15) и (16) следует добавить также вклад зеемановской энергии

$$E_H = -HM_0(2\xi - 1). \quad (19)$$

ДС теперь определяется минимумом суммы $E_M + E_D + E_H$ относительно вариаций ξ и W . При этом следует учесть, что E_D не зависит от ξ , а E_H не зависит от W . Равновесное значение параметра ξ не должно больше равняться $1/2$, поскольку выгодные домены расширяются, а невыгодные сужаются. Для вычисления равновесного периода ДС при наличии внешнего магнитного поля можно воспользоваться уравнением (17), в котором, однако, параметр ξ может принимать любые значения в интервале $0 < \xi < 1$. Решая это уравнение, получаем для периода ДС как функции параметра ξ выражение

$$W(\xi) = \frac{W_0}{4\xi(1-\xi)}, \quad (20)$$

где W_0 дается формулой (18). Период неограниченно возрастает при $\xi \rightarrow 0$ и $\xi \rightarrow 1$, однако наложенное выше условие $W \ll L_z$ вынуждает ограничиться областью значений, не слишком близких к указанным границам, когда выполняется условие $\xi(1-\xi) \gg W_0/4L_z$.

Производная $\frac{\partial E_M}{\partial \xi}$ после подстановки (20) и суммирования по n [14] принимает вид

$$\frac{\partial E_M}{\partial \xi} = \frac{8L_y}{L_z} M_0^2 f(\xi),$$

$$f(\xi) = (2\xi - 1) \ln \left(\frac{2L_z}{W_0} \xi(1-\xi) \right) - \ln \left(\frac{1}{\pi} \sin \pi \xi \right) - 2\pi \Gamma(\xi). \quad (21)$$

Из уравнения $\frac{\partial(E_M + E_H)}{\partial \xi} = 0$ получаем выражение для определения равновесного значения ξ

$$f(\xi) = \frac{L_z H}{4L_y M_0}. \quad (22)$$

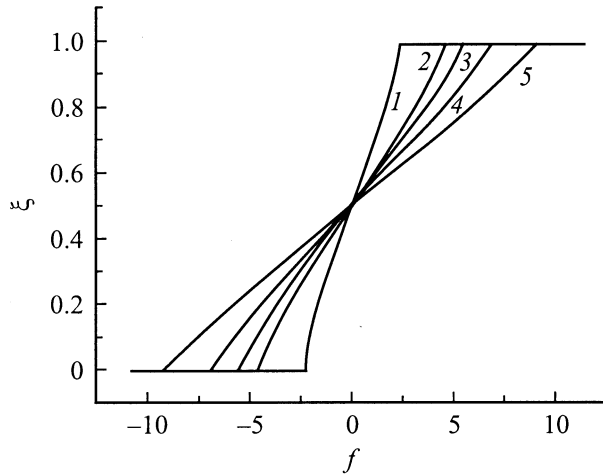


Рис. 2. Зависимость относительной ширины домена $\xi = w_+/W$ от безразмерного магнитного поля $f = (L_z/4L_y) \times (H/M_0)$ при различных значениях отношения $R = 2L_z/W_0$. $R = 10$ (1), 100 (2), 250 (3), 1000 (4), 10000 (5).

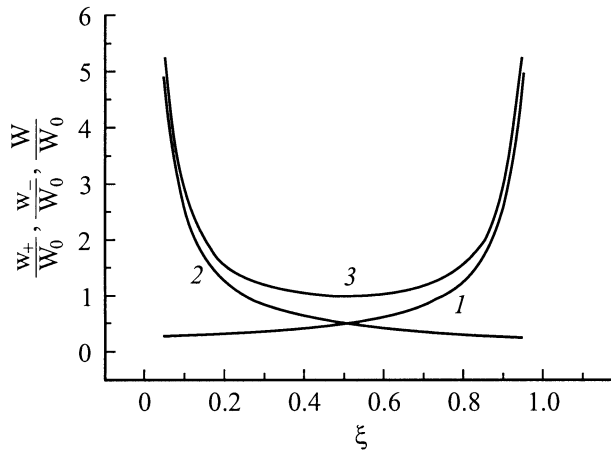


Рис. 3. Зависимость ширины доменов w_+ , w_- и периода доменной структуры $W = (w_+ + w_-)$ от параметра ξ . 1 — w_+/W_0 , 2 — w_-/W_0 , 3 — W/W_0 .

Обратная функция, описывающая зависимость ξ от H для различных значений отношения ширины пластины к равновесному периоду ДС в отсутствие магнитного поля $R = 2L_z/W_0$, показана на рис. 2. Как видно из этого рисунка, при увеличении поля достигается состояние, которое можно было бы рассматривать как насыщение: оно не изменяется при дальнейшем увеличении поля H по абсолютной величине. Этому состоянию соответствуют значения $\xi = 0$ и 1. Такое насыщенное состояние достигается при величине поля, равной

$$|H| = H_s = \frac{4L_y M_0}{L_z} \ln \frac{2M_0^2 L_y}{\gamma}, \quad (23)$$

отсюда получаем эффективный фактор размагничивания

$$N = \frac{4L_y}{L_z} \ln \frac{2M_0^2 L_y}{\gamma}. \quad (24)$$

Из формулы (20) следует, что при приближении к состоянию насыщения ($\xi = 1$) сохраняются различные домены. В самом деле, при нулевой относительной ширине доменов, антипараллельных приложенному магнитному полю, их абсолютная ширина $w_- = (1 - \xi)W$ при $\xi \rightarrow 1$ стремится не к нулю, а к конечному значению $w_- = W_0/4$, которое всего вдвое меньше значения при отсутствии внешнего магнитного поля. То же самое справедливо и при $\xi \rightarrow 0$. Зависимость ширины параллельных и антипараллельных доменов, а также их суммы (периода ДС W) от ξ показана на рис. 3.

4. Обсуждение результатов

Согласно (20), обсуждаемая здесь коттоновская ДС существенно отличается фарадеевской ДС. В самом деле, для фарадеевской структуры во многих работах, начиная с работы Киттеля [2], была получена оценка периода $W'_0 \sim \sqrt{2\gamma L_z/M_0^2}$ (в используемых здесь обозначениях). Сравнивая эту оценку с (20), видим, что в нашем случае период ДС пропорционален первой степени (а не квадратному корню) L_z , первой степени (а не квадратному корню) энергии доменной стенки γ и обратно пропорционален квадрату (а не первой степени) намагниченности M_0 .

Поскольку период ДС W_0 зависит от геометрических параметров пластины, необходимо выяснить, в каких случаях выполняется условие $L_y \ll W_0 \ll L_z$, которое было наложено нами при выводе упрощенной формулы (12) для магнитостатической энергии. Воспользуемся для этого оценкой $\gamma \sim M_0^2 \delta$, где через δ обозначена толщина доменной стенки, и подставим эту оценку в выражение (20) для W_0 . Тогда обсуждаемое условие примет вид

$$\delta \ll L_y \ll \sqrt{L_y \delta}. \quad (25)$$

Согласно [1], $\delta \sim \sqrt{\alpha/\beta}$, где α — константа неоднородного обмена, которую оценим здесь как $\alpha \sim 10^{-12} \text{ cm}^2$, а β — безразмерный параметр анизотропии, определяющий поле анизотропии $H_a \sim \beta M_0$. Возьмем для примера пленку кобальта, для которого $\beta \sim 4.2$ [12]. При геометрических параметрах $L_y = 50 \text{ nm}$ и $L_z = 60 \mu\text{m}$, взятых из работы [15], получим, что условие (25) удовлетворяется. Можно убедиться, что при тех же геометрических параметрах условие (25) выполняется также для пленок железа ($\beta \sim 1.7$ [12]) и никеля ($\beta \sim 0.29$ [1]).

Воспользуемся неравенством (25) для сравнения периодов ДС W_0 и W'_0 . Поскольку $W_0 \sim \gamma L_z/M_0^2 L_y \sim \delta L_z/L_y$ и $W'_0 \sim \sqrt{2\gamma L_z/M_0^2} \sim \sqrt{\delta L_z}$, из (25) следует, что $W_0 \gg W'_0$, т. е. период коттоновских доменов значительно больше периода фарадеевских доменов в пластинах с одинаковыми геометрическими параметрами. Численная оценка периода ДС W_0 и поля насыщения H_s (23) для пленки Со с параметрами $M_0 \sim 1400 \text{ G}$, $L_y = 50 \text{ nm}$, $L_z = 60 \mu\text{m}$ дает $W_0 \sim 6 \mu\text{m}$, $H_s \sim 14 \text{ G}$. Эти оценки по

порядку величины соответствуют экспериментальным данным (см., например, [9–11]).

Другим существенным отличием рассматриваемой структуры является отмеченное выше сохранение невыгодных доменов при $\xi \rightarrow 1$ и $\xi \rightarrow 0$ (при нулевой относительной ширине их абсолютная величина стремится к конечному пределу), что означает сохранение доменных стенок в достаточно большом (по абсолютной величине) магнитном поле: $|H| > H_s$ (см. (23)). Как уже отмечалось, этот результат расчетов коррелирует с наблюдением 360° доменных стенок в экспериментах с пленками, содержащими коттоновские домены [9,11].

Напомним в заключение, что 360° доменные стенки между выгодными доменами получены нами на основе приближенного выражения для энергии E_M (15), которое справедливо при $W \ll L_z$ или, что эквивалентно, при $\xi(1 - \xi) \gg W_0/4L_z \sim \delta/4L_y$ (см. (18) и обсуждение после (20)). Поскольку $\delta/L_y \ll 1$ (25), мы можем приблизиться к границам насыщения, т.е. к точкам $\xi = 0, 1$. Однако сами эти точки из рассмотрения должны быть исключены.

Даже если бы мы провели анализ на основе более общей формулы для энергии (9), справедливость которой не ограничена условием $W \ll L_z$, мы не смогли бы тем не менее в рамках принятой нами модели прийти к определенным выводам относительно поведения функции $w_-(\xi)$ при $\xi \rightarrow 0, 1$. Дело в том, что мы аппроксимировали энергию доменной границы формулой $E_D = 2\gamma/W$, которая не учитывает внутренней структуры этой границы. Действительно, ответ на вопрос о том, будут или не будут аннигилировать доменные границы при их сближении с ростом поля H , должен зависеть от таких структурных характеристик границы, как например киральность, что подтверждается прямыми экспериментальными результатами в [11]. Теоретическое решение данного важного вопроса требует отдельного рассмотрения.

Авторы благодарны В.Г. Шаврову за интересные обсуждения.

Список литературы

- [1] D. Landau, E.M. Lifshitz. Phys. Zs. Sowjet. **8**, 153 (1935); Л.Д. Ландау. Собрание трудов. Наука, М. (1969). Т. 1. С. 129.
- [2] C. Kittel. Phys. Rev. **70**, 965 (1946).
- [3] С. Тикадзуми. Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения. Мир, М. (1987). 424 с.
- [4] Г.С. Кринчик. Физика магнитных явлений. Изд-во МГУ, М. (1976).
- [5] М.И. Каганов, В.М. Цукерник. Природа магнетизма. Наука, М. (1982). 192 с.
- [6] В.Д. Бучельников, В.А. Гуревич, В.Г. Шавров. ФММ **52**, 2, 298 (1981).
- [7] L. Mei. Prog. Natur. Sci. **10**, 4, 259 (2000).
- [8] V.S. Gornakov, V.I. Nikitenko, L.H. Bennett, H.J. Brown, M.J. Donahue, W.E. Egelhoff, R.P. McMichael, A.J. Shapiro. J. Appl. Phys. **81**, 8, 5215 (1997).
- [9] X. Portier, A.K. Petford-Long. J. Phys. D: Appl. Phys. **32**, 1, 1 (1999).
- [10] A.K. Petford-Long, X. Portier, E.Yu. Tsymbal, T.C. Anthony, J.A. Brug. IEEE Trans. Magn. **35**, 2, 788 (1999).
- [11] X. Portier, A.K. Petford-Long. Appl. Phys. Lett. **76**, 6, 754 (2000).
- [12] И.А. Привороцкий. УФН **108**, 1, 43 (1972).
- [13] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, Э.М. Эпштейн. РЭ **46**, 7, 862 (2001).
- [14] А.П. Прудников, Ю.А. Брычков, О.И. Маричев. Интегралы и ряды. Элементарные функции. Наука, М. (1981). 800 с.
- [15] A.M. Baranov, A.I. Chmil, R.J. Elliott, L.A. Feigin, Yu.V. Gulyaev, C. Heide, A.I. Krikunov, V.V. Kudryavtsev, Yu.F. Ogrin, V.P. Sklizkova, N.D. Stepina, P.E. Zilberman. Europhys. Lett. **53**, 5, 625 (2001).