

05

## Структура и динамические свойства скрученной магнитной доменной границы в электрическом поле

© М.А. Борич<sup>1,2</sup>, А.П. Танкеев<sup>1,2</sup> В.В. Смагин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

<sup>2</sup> Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

E-mail: borich@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию 25 мая 2015 г.  
В окончательной редакции 3 июня 2015 г.)

Исследована структура доменной границы в магнитоодноосной ферромагнитной пленке, помещенной во внешнее электрическое поле. Показано, что доменная граница имеет сложную „скрученную“ структуру, характеристики которой (толщина, профиль и предельная скорость стационарного движения) зависят от толщины пленки, фактора качества и внешнего электрического поля. Влияние электрического поля на доменную границу обусловлено неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием, имеющим место в доменных границах со скрученной структурой.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФАНО России (тема „Спин“ № 01201463330), по проекту фундаментальных исследований УрО РАН № 15-9-2-49, а также при частичной поддержке РФФИ (проект № 15-02-02000).

### 1. Введение

В последнее десятилетие наблюдается повышенный интерес к статическим и динамическим эффектам, обусловленным взаимодействием магнитной и электрической подсистем в магнитных материалах. Ряд теоретически предсказанных и экспериментально обнаруженных явлений демонстрирует, что микромагнитная структура и ее динамические свойства могут изменяться под действием электрического поля. Например, электрическое поле может приводить к вынужденному движению доменных границ (ДГ). Этот эффект, в частности, обсуждался в [1], где анализировались возникающие под действием электрического поля стационарное и колебательное движения межфазной  $90^\circ$  ДГ в ромбических сегнетомагнетиках. Такие границы возникают в условиях спин-переориентационного фазового перехода первого рода типа Морина. Было показано, что их скорость пропорциональна амплитуде внешнего электрического поля. Позднее для этой же системы на примере уединенной  $180^\circ$  ДГ было показано, что в осциллирующем электрическом поле может наблюдаться еще один тип движения — дрейф, т.е. появление постоянной составляющей скорости [2–4]. Упомянутые выше явления — следствие так называемого однородного магнитоэлектрического эффекта.

В работе [5] был предложен механизм, в соответствии с которым в неоднородно намагниченной среде с намагниченностью  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$  возникает неоднородная электрическая поляризация  $\mathbf{P}(\mathbf{r})$ , пространственное распределение

которой описывается соотношением

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}) = \kappa_{\text{ме}}((\nabla, \mathbf{M})\mathbf{M} - [\mathbf{M}, [\nabla, \mathbf{M}]]) \quad (1)$$

где  $\kappa_{\text{ме}}$  — постоянная неоднородной магнитоэлектрической связи. Неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие может стать причиной изменения микромагнитной структуры образца при помещении последнего во внешнее электрическое поле. Удобными объектами для исследования особенностей неоднородных магнитоэлектрических эффектов являются эпитаксиальные пленки ферритов-гранатов. Во-первых, в них возможно магнитооптическое наблюдение микромагнитных структур [6]. Во-вторых, они характеризуются магнитоэлектрическим эффектом, на порядок превышающим таковой в классической магнитоэлектрике  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  [7]. В последние годы этим пленкам уделяют пристальное внимание как в экспериментальных [8], так и в теоретических исследованиях [9–12]. В работе [10] было высказано предположение о влиянии неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия на структуру ДГ. В частности, предполагалось, что электрическое поле, большее некоторого критического, может зародить в однородно намагниченной среде магнитную неоднородность в виде неелевской ДГ. В [11,12] приведены результаты теоретического исследования влияния электрического поля на микромагнитную структуру массивных образцов магнетиков с неоднородным магнитоэлектрическим взаимодействием.

В настоящей работе предпринята попытка детального описания влияния электрического поля на микромагнитную структуру доменной границы в ферромагнитных

пленках. Известно, что ДГ в тонких пленках существенно отличается от блоховской и неелевской стенок и имеет более сложную „скрученную“ структуру [13,14]. В приповерхностных слоях ДГ намагниченность выходит из плоскости ДГ, и в ее структуре возникают неелевские участки, которые могут взаимодействовать с электрическим полем за счет неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия. В этой ситуации конкуренция неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия с магнитоэлектрическим будет определять структуру скрученной ДГ.

## 2. Скрученная доменная граница. Исходные соотношения

Рассмотрим безграничную плоскопараллельную ферромагнитную пластину толщиной  $2c$ , ориентированную перпендикулярно оси  $Oz$  (рис. 1). Пластина полагается магнитоодноосной. Ось легкого намагничивания направлена вдоль нормали к ее поверхности. Исследуем структуру переходной области между доменами, намагниченными до насыщения вдоль оси  $z$  в противоположных направлениях. Плотность энергии системы представим в виде суммы

$$F = F_e + F_a + F_{\text{fl}} + F_{\text{ms}} \quad (2)$$

обменной энергии  $F_e = A(\nabla \mathbf{M})^2/M_0^2$ , энергии одноосной анизотропии  $F_a = -KM_z^2/M_0^2$ , магнитоэлектрического взаимодействия

$$F_{\text{fl}} = \frac{b_1}{M_0^2} (\mathbf{M}, \mathbf{E})(\nabla \mathbf{M}) + \frac{b_2}{M_0^2} (\mathbf{E}, [\mathbf{M}, [\nabla, \mathbf{M}]]) \equiv -(\mathbf{P}, \mathbf{E}) \quad (3)$$

и магнитоэлектрической энергии  $F_{\text{ms}}$ . Здесь  $M_0$  — намагниченность насыщения,  $A, K$  — постоянные обменного взаимодействия и магнитной анизотропии,  $b_1, b_2$  — константы неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия.

Структура доменной границы должна определяться минимумом функционала энергии (2). Вариационная задача о поиске минимума (2) в общем случае до сих пор не решена. Основная трудность расчета состоит в необходимости учета влияния на доменную структуру размагничивающих полей, закон распределения которых в свою очередь зависит от искомой конфигурации доменов. В связи с этим для расчета доменной структуры в тонких пленках обычно вместо уравнения Эйлера для функционала (2) решается вариационная задача Ритца: задается определенный закон распределения намагниченности в образце, а его основные характеристики (ширина доменов, ширина ДГ и т.д.) вычисляются уже из принципа минимума энергии. Найденная таким образом структура считается реализующейся, если соответствующая ей энергия меньше энергии других известных магнитных структур. В настоящей работе мы

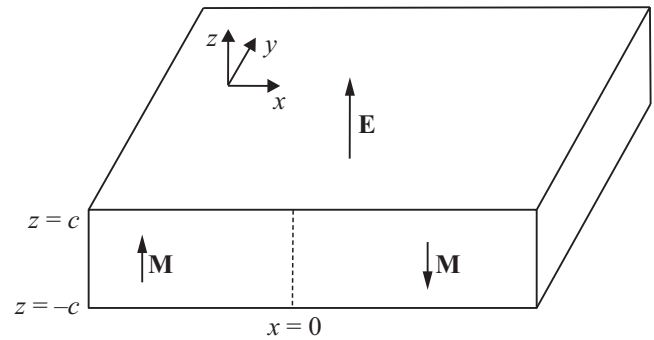


Рис. 1. Геометрия задачи. ДГ вблизи  $x = 0$ .

рассматриваем модель изолированной доменной границы с распределением намагниченности вида

$$\mathbf{M} = M_0 \left( \sin(\theta(x)) \sin(\phi(z)); \right. \\ \left. \sin(\theta(x)) \cos(\phi(z)); \cos(\theta(x)) \right) \quad (4)$$

с координатной зависимостью полярного угла

$$\theta(x) = 2 \arctan \left( \exp \frac{x}{\Delta} \right), \quad (5)$$

где  $\Delta$  — „толщина“ ДГ. Скрученность стенки определяется координатной зависимостью азимутального угла  $\phi(z)$ . При  $\phi(z) \equiv 0$  соотношения (4), (5) описывают блоховскую ДГ, при  $\phi(z) \equiv \pi/2$  (или  $\phi(z) \equiv -\pi/2$ ) — неелевскую.

Магнитоэлектрическую энергию будем учитывать в рамках подхода, развитого в работах [13,14], согласно которому магнитное дипольное взаимодействие представляется в виде суммы взаимодействий двух типов „магнитных зарядов“, локализованных на поверхности пленки и внутри объема. В этом случае плотность энергии на единицу площади доменной границы можно записать как

$$F_{\text{ms}} = \frac{1}{4c} \int_{-c}^c dz' \int_{-c}^c dz \int_{-\infty}^{\infty} dx' \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy \\ \times \frac{\rho(x, z)\rho(x', z') - \rho_0(x, z)\rho_0(x', z')}{[(x - x')^2 + (z - z')^2 + y^2]^{1/2}}. \quad (6)$$

Здесь

$$\rho(x, z) = -(\nabla, \mathbf{M}) = M_0 \left( \cos(\theta(x)) [\delta(z - c) - \delta(z + c)] \right. \\ \left. - \cos(\theta(x)) \sin(\phi(z)) \frac{\theta}{x} \right) \quad (7)$$

— плотность магнитных зарядов в пленке,

$$\rho_0(x, z) = -M_0 \frac{|x|}{x} [\delta(z - c) - \delta(z + c)] \quad (8)$$

— плотность магнитных зарядов в пленке с бесконечно тонкой доменной границей ( $M_z(x) = M_0 \text{sign}(x)$ ).

Рассматриваемая задача содержит два характерных масштаба: толщина классической блоховской ДГ  $\Delta_0 = \sqrt{A/K}$  и половина толщины пластины  $c$ . Характерный энергетический масштаб — плотность энергии на единицу поверхности классической блоховской ДГ  $E_0 = 4\sqrt{AK}$ . Для более компактной формы записи основных соотношений все величины, имеющие размерность длины, будем выражать в единицах  $c$ , а величины с размерностью энергии — в единицах  $E_0/2$ . При этом толщина ДГ будет записываться как  $\Delta = a_1\Delta_0 = a_1\frac{\Delta_0}{c}c = a_1\Delta_{0c}c$ , где  $a_1$  — эффективная толщина ДГ, а безразмерный параметр  $\Delta_{0c}$  характеризует соотношение между толщиной блоховской ДГ и толщиной пленки. Кроме того, целесообразно ввести безразмерное электрическое поле  $E'_z = 2(b_1 + b_2)E_z/E_0$  и параметр  $\sigma = 4\pi M_0^2/K$ , который характеризует конкуренцию магнитостатической энергии и энергии одноосной анизотропии, определяя структуру скрученной ДГ. Величину  $Q = 2\sigma^{-1}$  обычно называют фактором качества. В этих обозначениях поверхностная плотность энергии ДГ записывается в виде

$$F = a_1 \left( 1 + \frac{\Delta_{0c}^2}{2} \int_{-1}^1 \left( \frac{d\phi}{dz} \right)^2 dz \right) + \frac{1}{a_1} + \frac{\pi}{4} E'_z \int_{-1}^1 \sin(\phi(z)) dz + F_{ms}. \quad (9)$$

Магнитостатическая энергия  $F_{ms}$  состоит из трех частей [13,14]:

$$F_{ms} = F_{ss} + F_{sv} + F_{vv}, \quad (10)$$

$$F_{ss} = -\frac{\sigma a_1^2 \Delta_{0c}}{4\pi} \int_0^\infty d\xi \ln \left( 1 + \frac{4}{\xi^2 a_1^2 \Delta_{0c}^2} \right) \xi (\coth(\xi) - 1), \quad (11)$$

$$F_{sv} = \frac{\sigma a_1}{4} \int_{-1}^1 dz \sin(\phi(z)) \times \left[ \Psi \left( \frac{1}{2} + \frac{1-z}{2\pi a_1 \Delta_{0c}} \right) - \Psi \left( \frac{1}{2} + \frac{1+z}{2\pi a_1 \Delta_{0c}} \right) \right], \quad (12)$$

$$F_{vv} = \int_{-1}^1 dz \int_{-1}^1 dz' G(|z-z'|) \sin(\phi(z)) \sin(\phi(z')), \quad (13)$$

представляющих собой энергию взаимодействия „магнитных зарядов“, локализованных на противоположных поверхностях пленки (11), взаимодействия поверхностных „магнитных зарядов“ с объемными (12), а также взаимодействия объемных „зарядов“ (13). Взаимодействия  $sv$ -типа математически выражается через логарифмическую производную гамма-функции  $\Psi(z) = \ln(\Gamma(z))'_z$  [15]. Ядро интеграла в (13) выражается через функции Лерха

$$L(z, a, v) = \sum_{n=0}^{\infty} z^n / (v+n)^a \quad [16]$$

$$G(|z-z'|) = \frac{\sigma}{4\pi\Delta_{0c}} \times \left[ \frac{|z-z'|}{\pi a_1 \Delta_{0c}} L \left( -1, 2, \frac{|z-z'|}{\pi a_1 \Delta_{0c}} \right) - L \left( -1, 1, \frac{|z-z'|}{\pi a_1 \Delta_{0c}} \right) \right], \quad (14)$$

что позволяет быстро его вычислить с помощью преобразования ван Вайнгардена [17]. В приближении толстой пленки ( $\Delta_{0c} \rightarrow 0$ ) ядро (14) переходит в дельта-функцию:  $G(|z-z'|) \rightarrow \sigma a_1 \delta(z-z')/4$ , и выражение (4) принимает достаточно простой вид.

Следующие разделы посвящены исследованию структуры доменной границы, энергия которой определяется соотношениями (9)–(14), в электрическом поле.

### 3. Структура, энергия и электрическая поляризация скрученной ДГ в электрическом поле

Для нахождения параметра  $a_1$ , определяющего эффективную толщину ДГ, и функции  $\phi(z)$ , описывающей ее профиль, необходимо решить вариационную задачу, представленную в виде алгебраического и интегродифференциального уравнений

$$\frac{\delta F}{\delta a_1} = 0, \quad \frac{\delta F}{\delta \phi} = 0, \quad (15)$$

с граничными условиями  $\frac{d\phi}{dz} \Big|_{z=\pm 1} = 0$ . Соответствующие производные определяются соотношениями

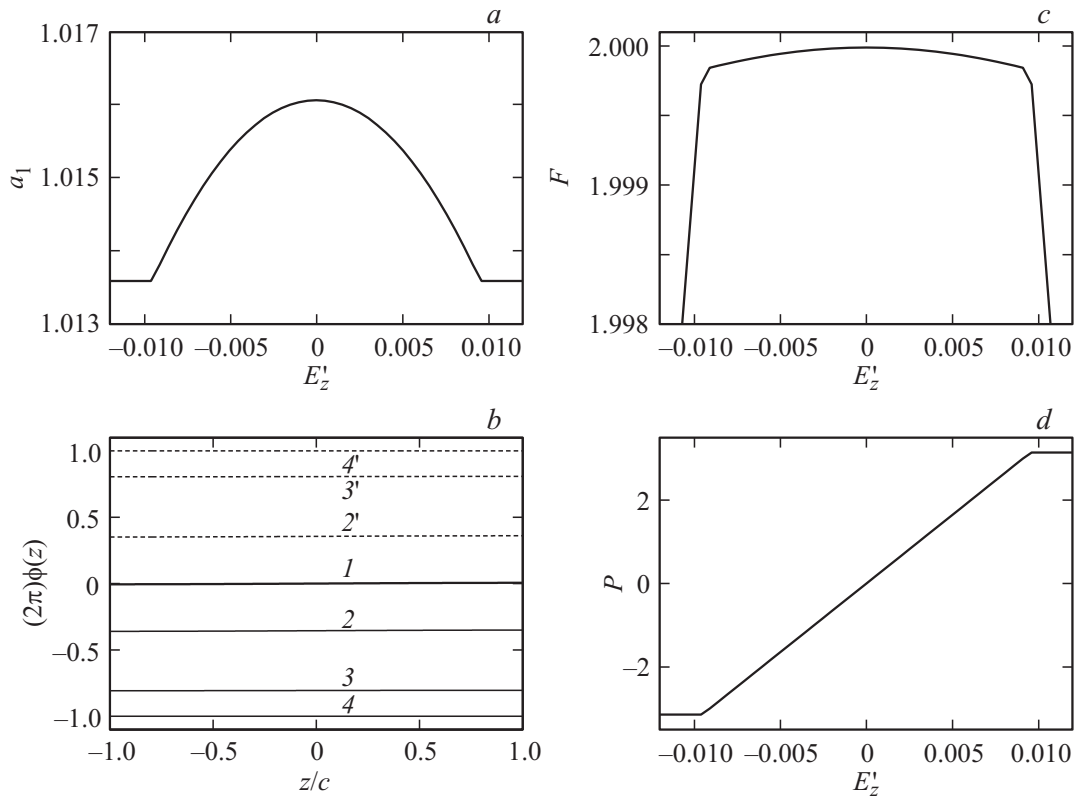
$$\frac{\partial F}{\partial a_1} = 1 - \frac{1}{a_1^2} + \frac{\Delta_{0c}^2}{2} \int_{-1}^1 \left( \frac{d\phi}{dz} \right)^2 dz + \frac{\partial F_{ss}}{\partial a_1} + \frac{\partial F_{sv}}{\partial a_1} + \frac{\partial F_{vv}}{\partial a_1}, \quad (16)$$

$$\frac{\delta F}{\delta \phi} = -\Delta_{0c}^2 \phi''_{zz} + \left\{ \frac{\pi E'_z}{4} + \frac{\sigma a_1}{4} \left[ \Psi \left( \frac{1}{2} + \frac{z_1}{2} \right) - \Psi \left( \frac{1}{2} + \frac{z_2}{2} \right) \right] \right\} \cos \phi(z) + 2 \cos \phi(z) \int_{-1}^1 dz' G(|z-z'|) \sin(\phi(z')). \quad (17)$$

Выражения для производных от магнитостатической энергии  $\partial F_{ss}/\partial a_1$ ,  $\partial F_{sv}/\partial a_1$ ,  $\partial F_{vv}/\partial a_1$  получаются из (11)–(13), здесь они не приводятся ввиду их громоздкости.

Решение системы (15) дает равновесную конфигурацию намагниченности, т.е. толщину ДГ  $a_1$  и ее профиль  $\phi(z)$ . Эти величины позволяют рассчитать локальную поляризацию

$$\mathbf{P} = -\frac{b_1}{M_0^2} (\nabla, \mathbf{M}) \mathbf{M} - \frac{b_2}{M_0^2} [\mathbf{M}[\nabla, \mathbf{M}]], \quad (18)$$



**Рис. 2.** Характеристики скрученной доменной стенки как функции электрического поля: *a* — толщина  $a_1$ , *b* — профиль  $\phi(z)$  *c* — энергия  $F$ , *d* — поляризация  $P$ . Параметры системы:  $\Delta_{0c} = 1$ ,  $\sigma = 0.1$ . Поле перехода в неелевскую стенку  $E_n = 0.0096$ . Линия 1 соответствует  $E_z = 0$ , 2, 2' —  $E_z' = \pm 0.5E_n$ , 3, 3' —  $E_z' = \pm 0.95E_n$ , 4, 4' —  $|E_z'| > E_n$ .

которая, с учетом структуры стенки (5) имеет вид

$$\mathbf{P} = \left( P_x(x, z); P_y(x, z); \left( \frac{b_1 - b_2}{\Delta \operatorname{ch}^3 \frac{x}{\Delta}} - \frac{b_1}{\Delta \operatorname{ch} \frac{x}{\Delta}} \right) \sin \phi(z) \right). \quad (19)$$

Здесь  $P_x, P_y$  — нечетные по  $x$  функции. Для интегральной поляризации имеем

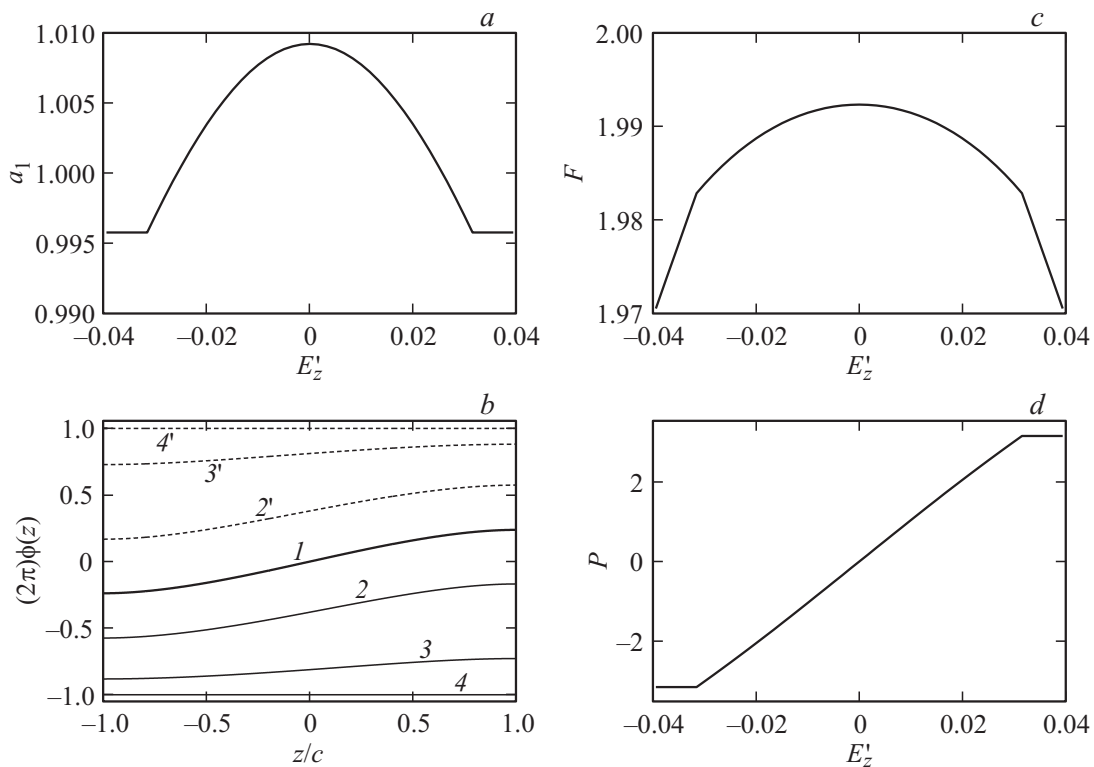
$$\int \mathbf{P} dr = (0, 0, P_z); \quad P_z = -\frac{\pi}{2} (b_1 + b_2) \int_{-1}^1 \sin \phi(z) dz. \quad (20)$$

Система уравнений (15) решается методом итераций. Сначала полагаем  $a_1 = 1$  и находим зависимость  $\phi(z)$  из второго уравнения системы. Полученное распределение  $\phi(z)$  используется для решения первого (алгебраического) уравнения относительно  $a_1$ . С помощью найденного значения  $a_1$  рассчитывается новая поправка к  $\phi(z)$  из дифференциального уравнения. Процедура продолжается до тех пор, пока изменение величины  $a_1$  и нормы  $\phi(z)$  не становится меньше наперед заданной величины.

Рассчитанные зависимости характеристик ДГ от внешнего электрического поля для различных значений параметров  $\Delta_{0c}$  и  $\sigma$  приведены на рис. 2–5. Рис. 2 соответствует значению  $\Delta_{0c} = 1$  (ультратонкая пленка), рис. 3 —  $\Delta_{0c} = 0.2$  (тонкая пленка), рис. 4, 5 —

$\Delta_{0c} = 0.01$  (толстая пленка). На рис. 2–4 параметр  $\sigma = 0.1$  (фактор качества  $Q = 2\sigma^{-1} = 20$  достаточно высокий), на рис. 5  $\sigma = 1$ .

В ультратонких пленках толщина ДГ слабо меняется с внешним полем (рис. 2, *a*). При определенном значении внешнего поля  $E_z' = E_n$  толщина достигает своего наименьшего значения и при дальнейшем увеличении поля не меняется. Структура стенки определяется в основном вкладом в энергию поверхностных „магнитных зарядов“ (11). Это приводит к тому, что профиль ДГ можно считать практически постоянным:  $\phi(z) \approx \operatorname{const}$  (рис. 2, *b*). Фактически роль электрического поля в рассматриваемой ситуации сводится к однородному смещению  $\phi(z)$ , т.е. однородному повороту ДГ. Каждая линия профиля на рис. 2, *b* построена для своего значения электрического поля. При  $E_z' = E_n$  профиль смещается до границы  $\phi(z) \equiv \pm \pi/2$ , и ДГ становится чисто неелевской. Дальнейшее увеличение поля уже не меняет структуру границы. Энергия скрученной ДГ при  $E_z' < E_n$  является квадратичной функцией поля (рис. 2, *c*). При  $E_z' > E_n$  энергия стенки линейно зависит от электрического поля. Интегральная поляризация  $P$  (рис. 2, *d*) в малых полях  $E_z' < E_n$  линейно зависит от поля, при  $E_z' = E_n$  она достигает насыщения и при  $E_z' > E_n$  не меняется. Поскольку  $\phi(z) \approx \operatorname{const}$  при любом значении поля  $E_z$ , электрическое поле приводит к од-



**Рис. 3.** Характеристики скрученной доменной стенки при параметрах  $\Delta_{0c} = 0.2$ ,  $\sigma = 0.1$ . Поле перехода  $E_n = 0.032$ . Обозначения те же, что на рис. 2

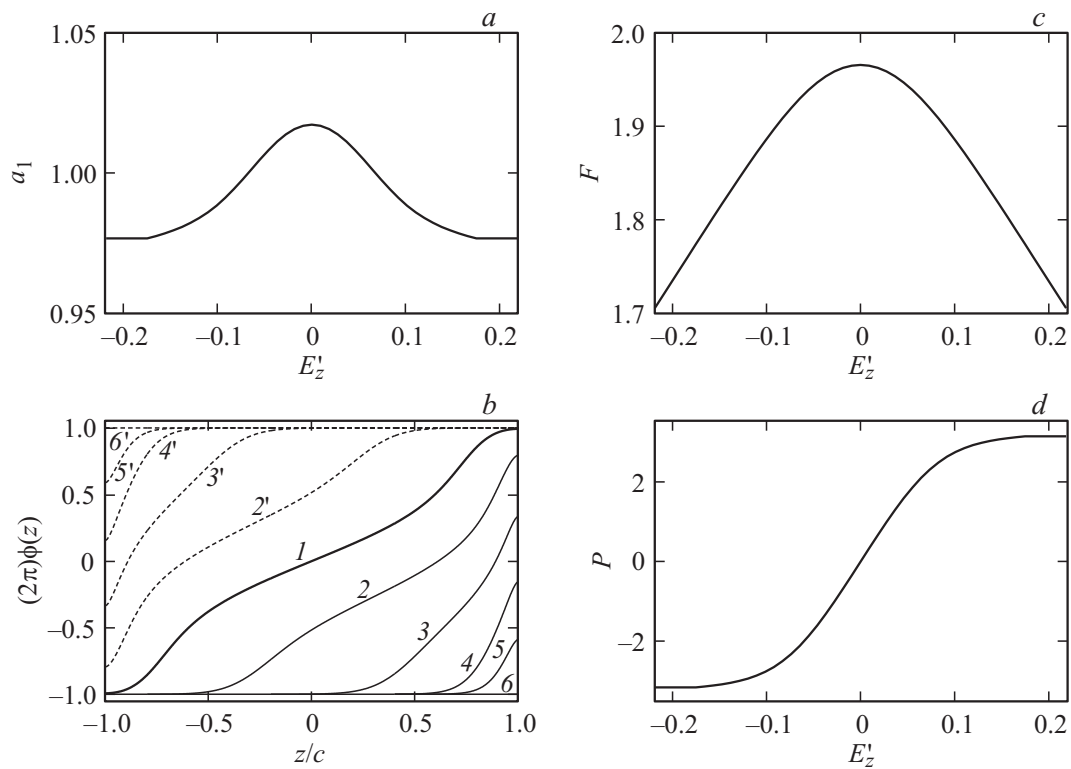
нородному повороту всей ДГ, что и вызывает линейный рост электрической поляризации  $P$ . Важным параметром системы является величина поля  $E_n$ , при котором ДГ становится чисто неелевской  $\phi(z) \equiv \pi/2$ . Эта величина здесь определяется численно.

В тонких пленках (рис. 3) процесс изменения ДГ под воздействием электрического поля становится более сложным. Значение поля перехода структуры ДГ в неелевскую  $E_n$  растет с увеличением толщины пленки. Это приводит к тому, что диапазон изменения толщины  $a_1$  ДГ становится больше (рис. 3, *a*). В профиле  $\phi(z)$  становится существенной координатная зависимость, что обусловлено вкладом магнитостатического взаимодействия поверхностных „магнитных зарядов“ с объемными (12). Внешнее электрическое поле не просто смещает  $\phi(z)$  к границе  $\pi/2$ , но и существенно искривляет стенку (рис. 3, *b*). Электрическое поле, таким образом, выполняет две функции: оно поворачивает ДГ как целое (подобно случаю ультратонких пленок) и искривляет ее структуру. Квадратичный участок на зависимости энергии стенки  $F$  от электрического поля становится более выраженным (рис. 3, *c*). Поскольку угол закрутки стенки  $\Delta\phi = \phi(c) - \phi(-c)$  остается малым, основная роль электрического поля заключается в однородном повороте ДГ, что приводит к линейному росту электрической поляризации в области  $E'_z < E_n$  (рис. 3, *d*).

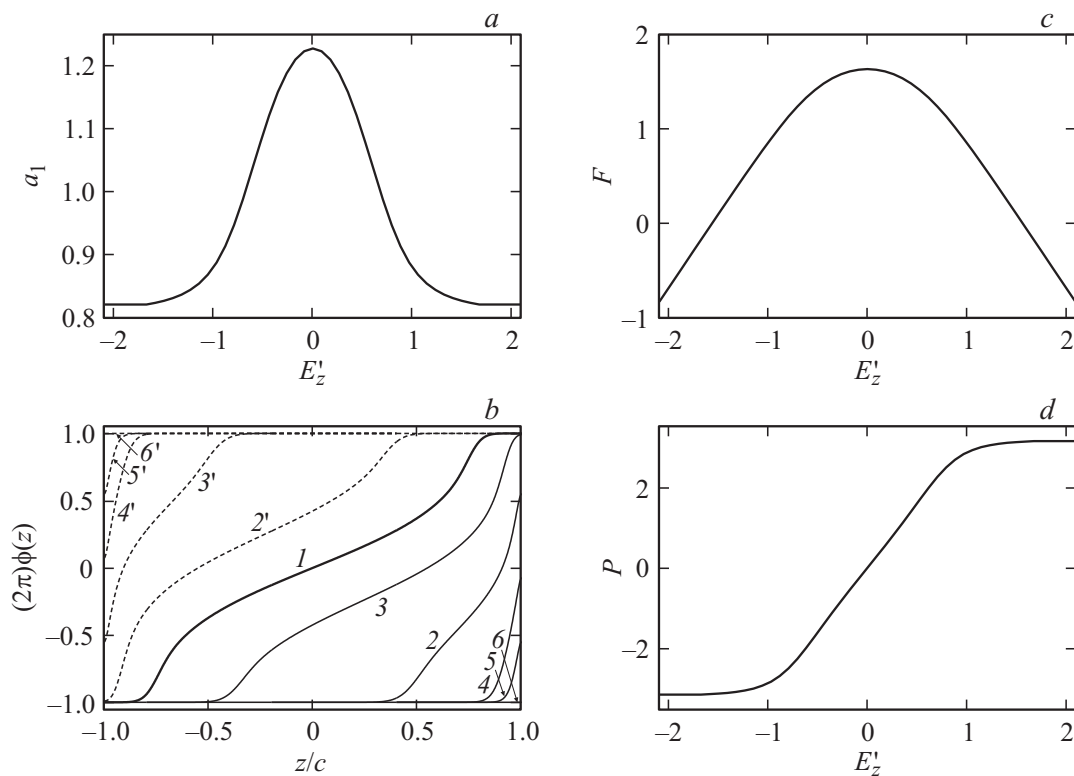
Еще более сложным становится процесс изменения ДГ в относительно толстых пленках ( $\Delta_{0c} = 0.01$ , рис. 4).

На структуру стенки главным образом оказывает влияние магнитостатическое взаимодействие поверхностных „магнитных зарядов“ с объемными (12) и взаимодействие объемных „зарядов“ (13). В таких пленках в нулевом электрическом поле ДГ является сильно скрученной:  $\phi(c) - \phi(-c) = \pi$  (кривая 1 на рис. 4, *b*). Электрическое поле вносит дополнительное искривление в структуру стенки. С ростом поля происходит рост неелевского участка ДГ (кривые 2, 2'–5, 5' на рис. 4, *b*). При  $E'_z = E_n$  ДГ становится полностью неелевской (кривые 6, 6'). Для подобной трансформации требуются большие (по сравнению с тонкими пленками) электрические поля, вследствие чего „степень сжатия“ стенки становится большей (рис. 4, *a*). Поскольку преобразование стенки в неелевскую под действием электрического поля происходит существенно неоднородным образом, интегральная поляризация зависит от электрического поля нелинейно (рис. 4, *d*). В толстых пленках электрическое поле является внешним управляющим параметром и контролирует структуру скрученной ДГ.

Роль параметра  $\sigma$  выясняется при сравнении рис. 4 ( $\sigma = 0.1$ ) и 5 ( $\sigma = 1$ ). Качественно картину трансформации ДГ под влиянием электрического поля этот параметр не меняет. Однако количественные различия могут быть существенными: при увеличении  $\sigma$  становится большим характерный масштаб электрических полей (поле перехода  $E_n = 0.175$  для  $\sigma = 0.1$  и  $E_n = 1.67$



**Рис. 4.** Характеристики скрученной доменной стенки при параметрах  $\Delta_{0c} = 0.01$ ,  $\sigma = 0.1$ :  $a$  — толщина  $a_1$ ,  $b$  — профиль  $\phi(z)$ ,  $c$  — энергия  $F$ ,  $d$  — поляризация  $P$ . Поле перехода  $E_n = 0.175$ . Линия 1 соответствует  $E_z = 0$ , 2, 2' —  $E'_z = \pm 0.25E_n$ , 3, 3' —  $E'_z = \pm 0.5E_n$ , 4, 4' —  $E'_z = \pm 0.75E_n$ , 5, 5' —  $E'_z = \pm 0.95E_n$ , 6, 6' —  $|E'_z| > E_n$ .



**Рис. 5.** Характеристики скрученной доменной стенки при параметрах  $\Delta_{0c} = 0.01$ ,  $\sigma = 1$ . Поле перехода  $E_n = 1.67$ . Обозначения те же, что на рис. 4

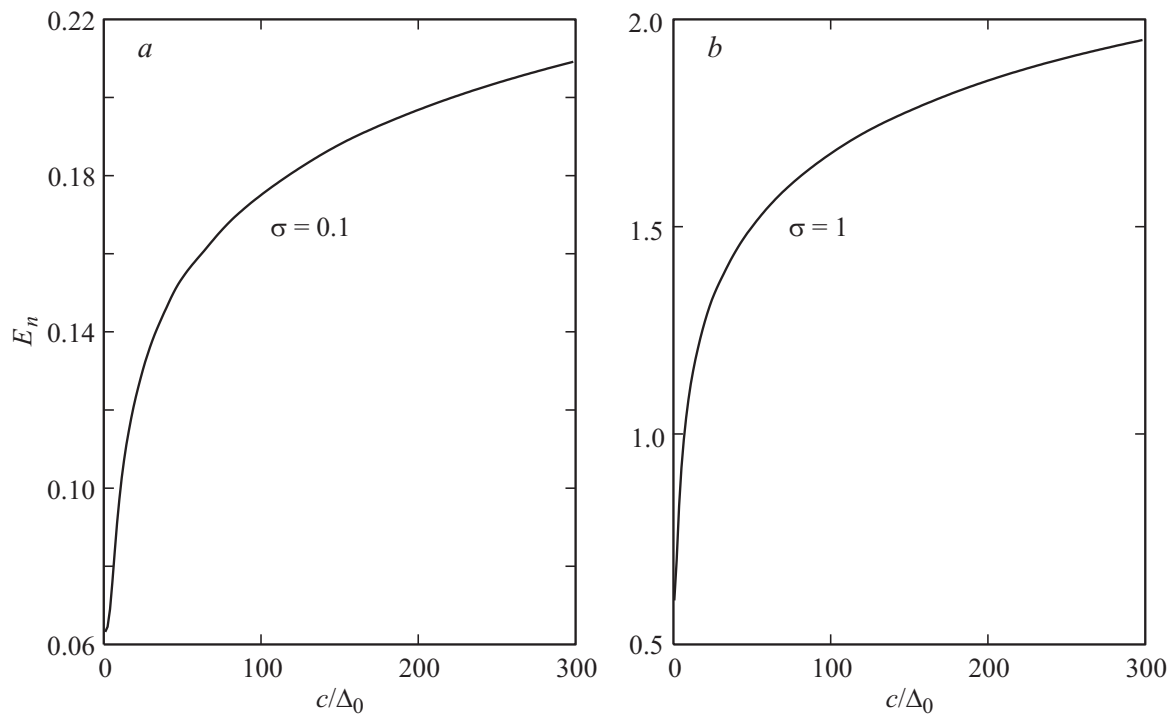


Рис. 6. Зависимость поля перехода  $E_n$  от относительной толщины пленки.

для  $\sigma = 1$ ). Как следствие этого, ДГ в больших полях „сжимается“ намного больше (рис. 5, *a*), а на линии  $P(E'_z)$  возможно появление дополнительных особенностей (рис. 5, *d*).

Основной характеристикой „скрученности“ доменной границы является ее профиль  $\phi(z)$ , который трансформируется под действием электрического поля. Величину  $E_n$  мы определяем численно: это поле, при котором стенка перестает быть скрученной ( $\phi(z) \equiv \pi/2$ ). Для случая тонких пленок (рис. 2 и 3) „степень скрученности“  $\phi_{max} - \phi_{min}$  мала и переход скрученной стенки в неелевскую происходит в достаточно узком интервале полей. На зависимостях толщины, энергии и поляризации ДГ от электрического поля в этой области имеется резкий переход. Для толстых пленок переход стенки в неелевскую осуществляется путем непрерывного увеличения „неелевских“ участков за счет уменьшения участков „скрученности“. При этом все зависимости становятся сглаженными (рис. 4 и 5). Условие перехода стенки в неелевскую ( $\phi(z) \equiv \pi/2$ ) в толстых пленках численно фиксируется с той же точностью, что и в тонких. Если же для оценки величины  $E_n$  использовать, например, зависимость поляризации  $P(E)$  (рис. 4, *d* и 5, *d*), то, очевидно,  $E_n$  для толстых пленок определяется менее точно, чем для тонких.

Величина поля перехода  $E_n$ , очевидно, является наиболее интересной характеристикой пленки, поскольку она определяет границу полей: когда в системе есть скрученная ДГ, а когда — неелевская. Значение  $E_n$

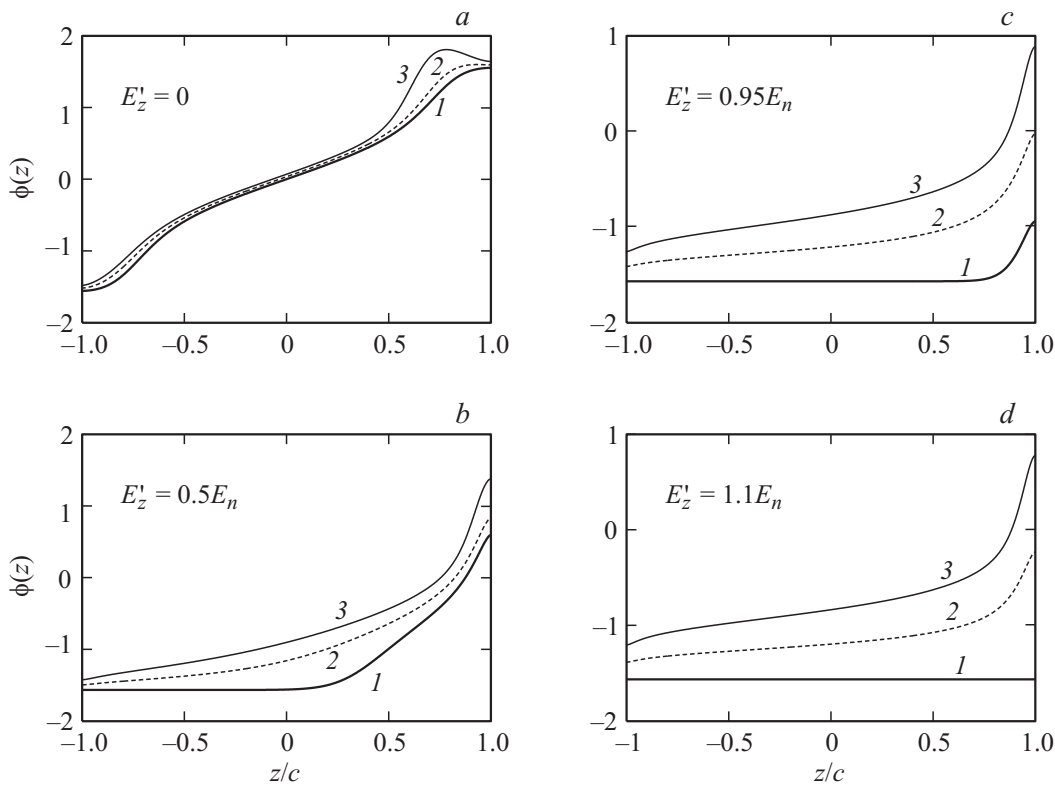
определяется толщиной пленки (параметром  $\Delta_0 c$ ) и параметром  $\sigma$ , характеризующим материал. Вид зависимости поля перехода  $E_n$  от толщины пленки приведен на рис. 6. Для сравнения на этом рисунке приведены кривые, соответствующие значениям параметра  $\sigma = 0.1$  (рис. 6, *a*) и  $\sigma = 1$  (рис. 6, *b*). Качественно зависимость  $E_n(c)$  не меняется при изменении  $\sigma$ , но количественные отличия достаточно велики. Значения полей перехода ДГ в неелевскую могут существенно различаться для пленок одинаковой толщины, но с разными факторами качества.

Величина  $E_n$  может быть найдена из эксперимента по измерению электрической поляризации. При  $E'_z > E_n$  интегральная поляризация  $P$  выходит на насыщение (части *d* на рис. 2–5). Если провести исследование на пленках разной толщины, то полученные значения  $E_n$  можно сравнить с теоретической кривой (рис. 6) и из сравнения получить оценку для константы магнитоэлектрического взаимодействия.

#### 4. Предельная скорость стационарного движения доменной границы

При движении ДГ ее структура остается неизменной до определенной скорости, называемой предельной или укеровской [18]. При превышении этого порога скорости стенка становится неустойчивой. Ее профиль  $\phi(z)$  может существенно измениться (на величину порядка  $2\pi$ ), что соответствует появлению в ДГ неоднородностей типа горизонтальных блоховских линий.





**Рис. 7.** Трансформация скрученной ДГ при движении.  $\Delta_{0c} = 0.01$ ,  $\sigma = 0.1$ . Поле перехода  $E_n = 0.175$ . Структура построена для различных электрических полей  $E'_z$ . 1 — нулевая скорость, 2 —  $V = 0.5V_{\max}$ , 3 —  $V = V_{\max}$ .

Предельную скорость движения ДГ оценим, используя вариационный принцип, предложенный Дерингом [19]:

$$\delta \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-c}^c dz L(x, z) \right\} = 0, \quad (21)$$

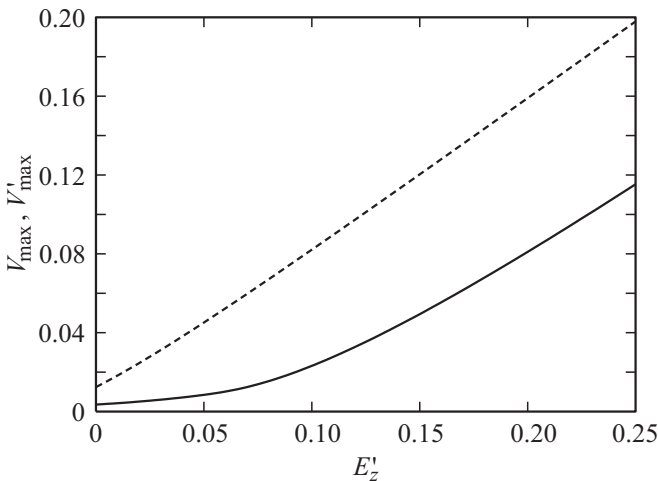
где  $L(x, z) = T(x, z) - F(x, z)$  — функция Лагранжа доменной границы,  $T, F$  — кинетическая и потенциальная энергия доменной границы. Мы рассматриваем только стационарное движение доменной границы. В результате движения толщина стенки  $a_1$  изменяется, а ее профиль  $\phi(z)$  трансформируется. Минимизация функционала (21) по  $a_1$  и  $\phi(z)$  приводит к системе уравнений

$$\frac{\partial F}{\partial a_1} = 0, \quad \frac{\delta F}{\delta \phi} = 2V, \quad (22)$$

отличающейся от системы для стационарной стенки (15) наличием в правой части скорости  $V$ , нормированной на величину  $M/(2\gamma\sqrt{AK})$ , где  $\gamma$  — электронное гиромангнитное отношение. Динамическую задачу мы исследовали в приближении толстой пленки. В этом случае второе уравнение системы (22) является дифференциальным, а не интегродифференциальным. Численный анализ показал, что система имеет решение лишь для ограниченного диапазона скоростей  $V < V_{\max}$ , где  $V_{\max}$  — предельная скорость ДГ.

Поскольку структура скрученной ДГ контролируется внешним электрическим полем, задача состоит в том, чтобы изучить влияние этого поля на динамическую устойчивость ДГ. Зависимости профиля  $\phi(z)$  для движущихся ДГ при различных значениях электрического поля приведены на рис. 7. Изменение структуры стенки с увеличением скорости в нулевом электрическом поле приведено на рис. 7, *a*. Профиль неподвижной стенки симметричен относительно  $z = 0$  (линия 1 на рис. 7, *a*). Движущаяся ДГ становится несимметричной, а при движении со скоростями, близкими к  $V_{\max}$ , в профиле ДГ появляется характерный максимум (линии 2 и 3). Подобное поведение ДГ отмечалось в [6]. Рис. 7, *b* показывает, как меняется профиль ДГ  $\phi(z)$  при движении в поле, малом по сравнению с  $E_n$ . В ненулевом электрическом поле профиль стенки  $\phi(z)$  несимметричен даже для неподвижной ДГ. Неподвижная стенка состоит из достаточно протяженного неелевского участка, где  $\phi(z) = -\pi/2$ , и участка „скрученности“ (линия 1 на рис. 7, *b*). В движущейся стенке (линии 2 и 3) неелевский участок исчезает, и вся стенка становится скрученной. Характерный для предельных скоростей максимум функции  $\phi(z)$  с увеличением поля смещается в сторону границы пленки  $z = c$  и начиная с некоторых значений поля исчезает. Рис. 7, *c* и *d* демонстрируют трансформацию стенки при движении в полях, близких к  $E_n$  и больших  $E_n$  соответственно. Изменение профиля стенки при движении в обеих ситуациях характеризуется





**Рис. 8.** Зависимость предельной скорости ДГ от электрического поля с учетом кривизны профиля  $\phi(z)$  ( $V'_{\max}(E'_z)$ , сплошная линия) и без учета кривизны ( $V'_{\max}(E'_z)$ , штриховая линия).

уменьшением чисто неелевского участка и увеличением скрученного. Рис. 7 построен для параметров  $\Delta_{0c} = 0.01$ ,  $\sigma = 0.1$ , при которых поле перехода в неелевскую ДГ составляет  $E_n = 0.175$ .

Вид зависимости  $V'_{\max}(E'_z)$  приведен на рис. 8 (сплошная линия). В малых полях максимальная скорость слабо зависит от электрического поля. В полях  $0.3E_n < E'_z < E_n$  наблюдается нелинейная зависимость  $V'_{\max}(E'_z)$ . В полях, превышающих поле перехода  $E_n$  максимальная скорость ДГ линейно возрастает с электрическим полем.

Для аналитической оценки предельной скорости можно воспользоваться следующим приближением. Пренебрегаем скрученностью ДГ и полагаем  $\phi(z) = \text{const}$ . Тогда для энергии стенки, нормированной на  $2\sqrt{AK}$ , запишем

$$F = a_1 + \frac{1}{a_1} + \frac{1}{2} \pi E'_z \sin(\phi) + \frac{1}{4} \sigma a_1 \sin(\phi)^2, \quad (23)$$

для кинетической энергии в той же самой нормировке имеем

$$T = 2V\phi. \quad (24)$$

Варируя функцию Лагранжа  $L = T - F$  по параметрам  $\phi$  и  $a_1$ , получим

$$\frac{\partial L}{\partial \phi} = 2V - \frac{1}{2} \pi E'_z \cos(\phi) - \frac{1}{2} \sigma a_1 \sin(\phi) \cos(\phi) = 0,$$

$$\frac{L}{a_1} = a_1^{-2} - \left(1 + \frac{\sigma}{4} \sin^2 \phi\right) = 0. \quad (25)$$

Из второго уравнения находим угол поворота

$$\phi = \arcsin \left[ \left( \frac{4(1 - a_1^2)}{\sigma a_1^2} \right)^{1/2} \right], \quad (26)$$

а из первого уравнения — скорость

$$V = \frac{\pi E'_z}{4} \sqrt{1 - \frac{4(1 - a_1^2)}{\sigma a_1^2}} + \frac{1}{2} \sqrt{\sigma(1 - a_1^2)} \sqrt{1 - \frac{4(1 - a_1^2)}{\sigma a_1^2}}. \quad (27)$$

Из выражения (27) следует, что скорость и толщина ДГ связаны между собой. Здесь нас интересует максимальное значение скорости, которое определяется из условия  $\partial V / \partial a_1 = 0$ , приводящего к уравнению четвертой степени от  $a_1^2$ :

$$\sigma(\sigma + 4)^2 a_1^8 - 8\sigma(\sigma + 4)a_1^4 + (2\pi E'_z)^2 a_1^2 + 4(\sigma - (2\pi E'_z)^2) = 0. \quad (28)$$

Решение уравнения (28) определяет толщину ДГ, соответствующую максимальной скорости  $V'_{\max}$ . Заметим, что при  $E'_z = 0$  уравнение (28) имеет корень  $a_1 = (1 + \sigma/4)^{-1/4}$ , а максимальное значение скорости переходит в стандартное выражение для укеровской предельной скорости  $V_w = 4(\sqrt{1 + \sigma/4} - 1)$  [20].

Зависимость приведенной оценки максимальной скорости  $V'_{\max}$  от электрического поля приведена на рис. 8 (штриховая линия). Поскольку для нескрученной ДГ ( $\phi(z) = \text{const}$ ) отсутствует поле перехода в неелевскую ДГ,  $V'_{\max}$  зависит от  $E'_z$  практически линейно. Приближенное аналитическое выражение дает несколько завышенное значение предельной скорости, причем наиболее сильно различие проявляется в области малых полей, когда профиль стенки  $\phi(z)$  существенно зависит от координаты, и предположение  $\phi(z) = \text{const}$ , очевидно, некорректно.

## 5. Заключение

В работе исследована структура скрученной ДГ в одноосной ферромагнитной пленке, помещенной во внешнее электрическое поле. Профиль ДГ определяется конкуренцией магнитоэлектрического и неоднородного магнитоэлектрического взаимодействий. Магнитоэлектрическое взаимодействие приводит к тому, что ДГ становится скрученной и в ней появляются неелевские участки. Неелевские участки ДГ за счет неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия способны реагировать на внешнее электрическое поле, что приводит к появлению эффективной электрической поляризации. Структура ДГ контролируется внешним электрическим полем. На профиле ДГ  $\phi(z)$  с ростом поля увеличиваются неелевские участки. При определенном поле  $E_n$  стенка полностью становится неелевской и при дальнейшем увеличении поля не меняет свою структуру. Толщина ДГ уменьшается с ростом поля при  $E'_z < E_n$  и не меняется при  $E'_z \geq E_n$ . Значение поля перехода в неелевскую структуру  $E_n$  определяется отношением  $\Delta_{0c}$  толщины

ДГ к толщине пленки и параметром  $\sigma$ , характеризующим соотношение между магнитостатической энергией и энергией магнитной анизотропии.

Структура движущейся ДГ также зависит от внешнего электрического поля. Интересным результатом исследования является то, что движущаяся ДГ всегда является скрученной. Это справедливо как для малых  $E'_z < E_n$  так и для больших  $E'_z > E_n$  значений приложенного поля. Еще одним результатом является то, что предельная скорость движения ДГ, помещенной в электрическое поле, становится больше, чем предельная скорость в нулевом поле. Таким образом, электрическое поле может управлять не только статическими свойствами ДГ, но и ее динамическими характеристиками.

## Список литературы

- [1] Т.К. Соболева, Е.П. Стефановский, А.Л. Сукстанский. ФТТ **26**, 2725 (1984).
- [2] В.С. Герасимчук, А.Л. Сукстанский. ФТТ **36**, 2221 (1994).
- [3] В.Г. Барьяхтар, Ю.И. Горобец, С.И. Денисов. ЖЭТФ **98**, 1345 (1990).
- [4] В.С. Герасимчук, А.Л. Сукстанский. ЖЭТФ **103**, 151 (1993).
- [5] В.Г. Барьяхтар, В.А. Львов, Д.А. Яблонский. Письма в ЖЭТФ **37**, 565 (1983).
- [6] А. Малоземов, Дж. Слозуски. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. Мир, М. (1982). 383 с.
- [7] Б.Б. Кричевцев, В.В. Павлов, Р.В. Писарев. ФТТ **31** 7, 77 (1989).
- [8] А.С. Логгинов, Г.А. Мешков, А.В. Николаев, А.П. Пятаков. Письма в ЖЭТФ **86**, 124 (2007).
- [9] А.Ф. Кабыченков, Ф.В. Лисовский, Е.Г. Мансветова. Письма в ЖЭТФ **97**, 304 (2013).
- [10] I. Dzyaloshinskii. Europhys. Lett. **83**, 67 001 (2008).
- [11] М.А. Шамсутдинов, А.Т. Харисов, Ю.Е. Николаев. Вестн. Челяб. гос. ун-та. Физика **8**, 38 (2010).
- [12] Р.М. Вахитов, А.Т. Харисов, Ю.Е. Николаев. ДАН **455**, 150 (2014).
- [13] E. Schlomann. J. Appl. Phys. **44**, 1837 (1973).
- [14] E. Schlomann. J. Appl. Phys. **44**, 1850 (1973).
- [15] И.С. Градштейн, И.М. Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. Наука, М. (1971). 1108 с.
- [16] Г. Бейтмен, А. Эрдейи. Высшие трансцендентные функции. Наука, М. (1973). 294 с.
- [17] A. van Wijngaarden. In: Cursus: Wetenschappelijk Rekenen V. Process analyse. Stichting Mathematisch Centrum, Amsterdam (1965). P. 51–60.
- [18] F. Dillon. In: Magnetism V. III / Eds G.T. Rado, H. Suhl. Acad. Press (1963). P. 415–464.
- [19] В. Деринг. В сб.: Ферромагнитный резонанс / Под. ред. С.В. Вонсовского. ИИЛ, М. (1952). С. 312–319.
- [20] А.П. Танкеев, О.Г. Страшников. ФММ **53**, 257 (1982).