ЖЭТФ, 1997, том 112, вып. 4(10), стр. 1476–1489

ДИНАМИКА ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В УЛЬТРАТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

А. Л. Сукстанский[a], *В. В. Тарасенко*[b]

[a] *Донецкий физико-технический институт Национальной академии наук Украины*
310114, Донецк, Украина
[b] *Institute of Physics, Warsaw University Bialystok branch, Bialystok*
15-424, Poland

Поступила в редакцию 7 февраля 1997 г.

Проведено теоретическое изучение доменных границ в ультратонких ферромагнитных пленках с одноосной магнитной анизотропией. Показано, что учет магнитодипольного и магнитоупругого взаимодействий приводит к появлению эффективной анизотропии относительно направления нормали к плоскости границы. Предсказано существование и изучены статические и динамические свойства нового типа доменных границ — «угловых» границ, в которых вектор намагниченности разворачивается в плоскости, составляющей с плоскостью доменной границы некоторый угол, зависящий от параметров пленки. Найдена зависимость предельной скорости доменных границ от толщины пленки.

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучению магнитоупругого взаимодействия в магнитоупорядоченных кристаллах посвящено огромное количество как теоретических, так и экспериментальных работ, в которых рассматривались различные проблемы, связанные с этим взаимодействием: магнитоакустический резонанс, возникновение магнитоупругой щели в спектре спиновых волн, и т.д. В ряде работ анализировалось влияние магнитоупругого взаимодействия на статические и динамические свойства крупномасштабных неоднородностей в распределении намагниченности типа доменных границ, при этом было продемонстрировано принципиальное значение, которое имеет связь между упругой и магнитной подсистемами кристалла на структуру и динамические свойства доменных границ. Например, известно, что формирование 180-градусных доменных границ в ферромагнетике с кубической магнитной анизотропией обусловлено именно магнитоупругим взаимодействием [1].

Особенно важна роль магнитоупругого взаимодействия в антиферромагнетиках и слабых ферромагнетиках, в которых это взаимодействие является обменно усиленным. Влияние магнитоупругого взаимодействия на динамику доменных границ в антиферромагнетиках изучалось в работе [2], где было показано, что экспериментально наблюдавшиеся особенности в полевой зависимости скорости стационарного движения границ в слабых ферромагнетиках [3, 4] связаны с черенковским излучением звуковых волн, которое возникает при достижении границей скорости звука.

В ферромагнетиках роль магнитоупругого взаимодействия в формировании и динамических свойствах доменных границ существенно меньше, так как влияние этого взаимодействия на свойства доменных границ маскируется значительно более сильными взаимодействиями, например, магнитодипольным. Кроме того, скорости границ в ферромагнетиках ограничены так называемым уокеровским пределом, величина которого обусловлена релятивистскими взаимодействиями (ромбической анизотропией, магнитодипольным взаимодействием). Значение предельной скорости доменных границ в ферромагнетиках обычно значительно ниже, чем скорость звука, вследствие чего резонансные эффекты типа черенковского излучения звука не возникают.

Однако существует ситуация, когда роль магнитупругого взаимодействия в формировании доменных границ (и доменных структур) в ферромагнетиках может стать исключительно важной. Речь идет об анализе статических и динамических свойств доменных границ в ультратонких магнитных пленках с одноосной магнитной анизотропией. Как известно, в ферромагнетике с одноосной магнитной анизотропией в силу наличия в системе дополнительного интеграла движения — суммарной проекции намагниченности на ось анизотропии [5] — движение доменных границ вообще невозможно без учета магнитодипольного взаимодействия, так как пренебрежение этим взаимодействием приводит к равному нулю значению предельной скорости движения доменных границ [6] и формально бесконечно большой массе доменных границ. Как будет показано ниже, в ультратонкой ферромагнитной пленке магнитодипольное взаимодействие в основном приближении по малому параметру — отношению толщины пленки к характерному размеру в распределении намагниченности (толщине доменной границы) — приводит только к перенормировке константы одноосной анизотропии и не определяет массу границы и предельную скорость ее стационарного движения [7]. При этом, естественно, возрастает роль иных взаимодействий, которые могут влиять на указанные характеристики доменной границ, в первую очередь, это магнитоупругое взаимодействие.

Теоретическому анализу задачи о «магнитоупругой» массе доменных границ в ультратонкой ферромагнитной пленке с одноосной магнитной анизотропией и посвящена настоящая работа.

Рассмотрим ферромагнитную пленку толщиной $2h$, лежащую в плоскости xy, с нормалью, ориентированной вдоль оси анизотропии (оси z). Энергию рассматриваемой системы с учетом упругой подсистемы и магнитоупругого взаимодействия можно представить в виде

$$\begin{gathered}
W = W_m + W_e + W_{me},\\
W_m = \int d\mathbf{r}\left\{\frac{\alpha}{2}(\nabla\mathbf{M})^2 - \frac{\beta}{2}M_z^2 - \frac{1}{2}\mathbf{M}\mathbf{H}_d\right\},\\
W_e = \int d\mathbf{r}\left\{\frac{\lambda}{2}u_{ii}^2 + \mu u_{ij}^2\right\}, \quad W_{me} = \int d\mathbf{r}\, bM_iM_ju_{ij},
\end{gathered} \tag{1}$$

где $\mathbf{M}$ — вектор намагниченности, α и β — константы соответственно неоднородного обменного взаимодействия и одноосной магнитной анизотропии ($\beta > 0$), $\mathbf{H}_d$ — размагничивающее поле, u_{ij} — тензор деформации, λ и μ — упругие модули кристалла. Интегрирование в (1) проводится по объему кристалла. Мы для простоты записали энергию упругой подсистемы кристалла и энергию магнитоупругого взаимодействия в изотропном виде, так как учет более сложной структуры этих взаимодействий не приводит к принципиально новым результатам, а лишь усложняет расчеты.

Динамика рассматриваемой системы описывается на основе стандартных уравнений движения для намагниченности (уравнений Ландау-Лифшица) и уравнений теории упругости, $\rho\partial^2 u_i/\partial t^2 = \partial\sigma_{ij}/\partial x_j$, где σ_{ij} — тензор напряжений, ρ — плотность вещества.

В общем случае решение полной системы магнитоупругих уравнений не представляется возможным, поэтому мы поступим следующим образом: вначале проанализируем вклад магнитодипольного взаимодействия, затем для произвольного (одномерного) распределения намагниченности $\mathbf{M}(x)$ на основе уравнений теории упругости выразим тензоры деформаций через фурье-компоненты этого распределения, что даст возможность исключить тензоры деформации из энергии магнетика и записать последнюю только через распределение $\mathbf{M}(x)$ или его фурье-компоненты (разд. 2). В разд. 3 мы покажем, что при решении задачи о доменной границе в ультратонких магнитных пленках вклад и магнитодипольного, и магнитоупругого взаимодействий приводит к возникновению некоторой эффективной магнитной анизотропии в плоскости пленки, которая обусловливает существование так называемых «угловых» доменных границ. В разд. 4 рассматриваются динамические свойства доменных границ в ультратонких магнитных пленках, в частности, вычислена ее масса и предельная скорость стационарного движения.

2. ЭФФЕКТИВНАЯ ЭНЕРГИЯ МАГНЕТИКА

Размагничивающее поле $\mathbf{H}_d$ определяется уравнениями магнитостатики

$$\operatorname{div}\mathbf{H}_d = -4\pi\operatorname{div}\mathbf{M}, \quad \operatorname{rot}\mathbf{H}_d = 0. \tag{2}$$

При этом магнитодипольная энергия W_{md}, отвечающая некоторому произвольному распределению намагниченности $\mathbf{M}(\mathbf{r})$, равна

$$W_{md} = -\frac{1}{2}\int d\mathbf{r}\,\mathbf{M}(\mathbf{r})\mathbf{H}_d(\mathbf{r}) = \frac{1}{8\pi}\int d\mathbf{r}\int d\mathbf{r}'\frac{(\nabla\mathbf{M}(\mathbf{r}))\left(\nabla\mathbf{M}(\mathbf{r}')\right)}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}. \tag{3}$$

Переходя к фурье-компонентам единичного вектора намагниченности $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_0$, $M_0 = |\mathbf{M}|$ в плоскости xy

$$\mathbf{m}(\mathbf{k}, z) = \int d\mathbf{r}_\perp \mathbf{m}(\mathbf{r})\exp(-i\mathbf{k}\mathbf{r}_\perp), \tag{4}$$

где $\mathbf{r}_\perp = (x, y)$, $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$, получим для энергии магнитодипольного взаимодействия следующее выражение:

$$\begin{aligned} W_{md} = \frac{1}{8\pi^2 S}\int d\mathbf{k}\Bigg\{\int dz\, m_z(\mathbf{k}, z)m_z(-\mathbf{k}, z) + \iint dz\,dz'\exp\left(-|\mathbf{k}||z-z'|\right)\times \\ \times\left[|\mathbf{k}|m_z(\mathbf{k}, z)m_z(-\mathbf{k}, z') - 2im_z(\mathbf{k}, z)\left(\mathbf{k}\mathbf{m}(-\mathbf{k}, z')\right)\operatorname{sign}(z-z') + \right. \\ \left. + |\mathbf{k}|^{-1}(\mathbf{k}\mathbf{m}(\mathbf{k}, z))\left(\mathbf{k}\mathbf{m}(-\mathbf{k}, z')\right)\right]\Bigg\}, \end{aligned} \tag{5}$$

где S — площадь поверхности пленки.

В интересующих нас ультратонких магнитных пленках распределение намагниченности $\mathbf{m}(\mathbf{r})$ можно считать однородным по толщине пленки, т. е. не зависящим от координаты z. При этом интегралы по z и z' в (5) легко вычисляются, и в результате магнитодипольная энергия для произвольного (в плоскости xy) распределения намагниченности в ультратонкой пленке может быть записана в виде

$$W_{md} = 2\pi M_0^2 \left\{ \int d\mathbf{r}\, m_z^2 + \frac{h^2}{4\pi^2} \int d\mathbf{k} \left[|\mathbf{k}|^{-1} (\mathbf{k}\mathbf{m}(\mathbf{k}))(\mathbf{k}\mathbf{m}(-\mathbf{k})) - |\mathbf{k}| m_z(\mathbf{k}) m_z(-\mathbf{k}) \right] \right\}. \quad (6)$$

Первое слагаемое в (6), как легко видеть, приводит к простой перенормировке константы одноосной анизотропии β в энергии магнитной подсистемы W_m в (1): $\beta \to \beta_* = \beta - 4\pi$. Что же касается второго слагаемого в (6), то оно пропорционально квадрату толщины пленки и, следовательно, является малым. Тем не менее его роль в динамике доменных границ очень существенна, так как в одноосном ферромагнетике (без учета магнитоупругого взаимодействия) именно это слагаемое определяет массу доменной границы, и если им пренебречь, то эффективная магнитная анизотропия остается одноосной, и, как уже отмечалось, масса стенки оказывается формально бесконечной, поэтому доменная граница двигаться не может. Конкретно роль магнитодипольного взаимодействия в статике и динамике доменных границ в рассматриваемой задаче будет обсуждаться ниже.

Перейдем теперь к анализу магнитоупругого взаимодействия. Уравнения теории упругости с учетом взаимодействия с магнитной подсистемой имеют вид

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \mu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j^2} + (\lambda + \mu) \frac{\partial^2 u_j}{\partial x_i \partial x_j} + b M_0^2 \frac{\partial (m_i m_j)}{\partial x_j}, \quad (7)$$

где b — константа магнитоупругого взаимодействия.

Будем считать, что поверхность пленки свободна от напряжений, и поэтому граничные условия на поверхности, т. е. при $z = \pm h$, имеют вид $\sigma_{iz}(\pm h) = 0$.

В рассматриваемой нами задаче о доменной границе в ферромагнитной пленке скорости доменных границ значительно меньше, чем скорость звука, и поэтому, как показывает анализ, в уравнениях (7) производные по времени от компонент вектора смещения могут быть опущены, что соответствует переходу к эластостатическому пределу.

Будем считать, как и выше, что распределение намагниченности однородно по толщине пленки. Кроме того, учитывая, что рассматриваемая система изотропна в плоскости пленки (xy), без потери общности декартовы оси x и y можно выбрать таким образом, чтобы ось x была ориентирована вдоль нормали к плоскости доменной границы. При этом распределение намагниченности и упругие поля не будут зависеть от координаты y: $\mathbf{m} = \mathbf{m}(x)$, $\mathbf{u} = \mathbf{u}(x, z)$, что существенно облегчает решение системы уравнений (7), так как в такой системе координат уравнение для компоненты вектора смещений u_y оказывается не связанным с уравнениями для компонент u_x и u_z.

Определяя фурье-компоненты $u_i(k, z)$,

$$u_i(k, z) = \int_{-\infty}^{\infty} dx\, u_i(x, z) \exp(-ikx), \quad (8)$$

перепишем уравнение для компоненты u_y в виде

$$\mu(u_y'' - k^2 u_y) = -ikbM_0^2 s_{xy}(k), \quad (9)$$

где введено обозначение

$$s_{ij}(k) = \int_{-\infty}^{\infty} dx\, m_i(x) m_j(x) \exp(-ikx), \quad (10)$$

а штрих обозначает производную по координате z.

Так как правая часть уравнения (9) не зависит от z, то решение этого уравнения, удовлетворяющее на поверхности пленки свободным граничным условиям

$$\sigma_{yz}(z=\pm h) = \left[\mu u_y' + bM_0^2 s_{yz}(k)\right]_{z=\pm h} = 0 \tag{11}$$

находится элементарно:

$$u_y(k,z) = \frac{bM_0^2}{\mu k}\left[is_{xy}(k) - s_{yz}(k)\frac{\operatorname{sh} k(z-h)}{\operatorname{ch} kh}\right]. \tag{12}$$

Рассмотрим теперь уравнения для компонент u_x и u_z. В фурье-компонентах, введенных согласно (8), эти уравнения имеют вид

$$\begin{aligned} \mu u_x'' - (\lambda+2\mu)k^2 u_x + ik(\lambda+\mu)u_z' &= -ikbM_0^2 s_{kk}(k), \\ (\lambda+2\mu)u_z'' - \mu k^2 u_x + ik(\lambda+\mu)u_x' &= -ikbM_0^2 s_{xz}(k). \end{aligned} \tag{13}$$

Левая часть системы уравнений (13) имеет дважды вырожденное собственное значение $q=\pm k$. Поэтому решение неоднородных уравнений (13) имеет вид

$$\begin{aligned} u_x(k,z) &= (a_1+b_1z)\operatorname{ch} kz + (c_1+d_1z)\operatorname{sh} kz + B_x, \\ u_z(k,z) &= (a_2+b_2z)\operatorname{ch} kz + (c_2+d_2z)\operatorname{sh} kz + B_z, \end{aligned} \tag{14}$$

где $a_{1,2}$, $b_{1,2}$, $c_{1,2}$, $d_{1,2}$, B_x, B_z — некоторые константы. Подставляя (14) в уравнение (9), находим, что коэффициенты $a_{1,2}$, $b_{1,2}$, $c_{1,2}$, $d_{1,2}$ связаны между собой соотношениями

$$a_2 = \frac{i}{k}(\nu b_1 - kc_1), \quad b_2 = -id_1, \quad c_2 = \frac{i}{k}(\nu d_1 - ka_1), \quad d_2 = -ib_1, \tag{15}$$

а не зависящие от z слагаемые равны

$$B_x = \frac{ibM_0^2}{k(\lambda+2\mu)}\, s_{kk}(k), \quad B_z = \frac{ibM_0^2}{\mu k}\, s_{kz}(k). \tag{16}$$

Подставляя далее (14) и (16) в граничные условия на поверхности пленки,

$$\begin{aligned} \sigma_{kz}(z=\pm h) &= \left[\mu(u_x' + iku_z) + bM_0^2 s_{kz}(k)\right]_{z=\pm h} = 0, \\ \sigma_{zz}(z=\pm h) &= \left[(\lambda+2\mu)u_z' + ik\lambda u_k + bM_0^2 s_{zz}(k)\right]_{z=\pm h} = 0, \end{aligned} \tag{17}$$

получим, что $a_2 = d_2 = b_1 = c_1 = 0$,

$$\begin{aligned} d_1 &= \frac{ibM_0^2}{2}\,\frac{[(\lambda+2\mu)s_{zz}(k) - \lambda s_{xx}(k)]}{\mu(\lambda+2\mu)}\,\frac{2\operatorname{sh}(kh)}{\operatorname{sh}(2kh)+2kh}, \quad b_2 = -id_1, \\ a_1 &= \frac{d_1}{2k}\left(\nu - 1 - 2kh\operatorname{cth}(kh)\right), \quad c_2 = \frac{id_1}{2k}\left(\nu + 1 + 2kh\operatorname{cth}(kh)\right), \end{aligned} \tag{18}$$

где $\nu = (\lambda+3\mu)/(\lambda+\mu)$.

Подставляя найденные выражения для $u_i(k,z)$ (12) и (14) в слагаемые W_e, W_{me}, описывающие упругую подсистему кристалла и магнитоупругое взаимодействие, и интегрируя по координате z, получим после несложных, но достаточно громоздких вычислений

$$W_1 \equiv W_e + W_{me} = -\frac{(bM_0^2)^2 S}{\pi\mu} \int\limits_0^\infty dk \left\{ |s_{xy}(k)|^2 + |s_{xz}(k)|^2 + \frac{\mu}{\lambda + 2\mu} |s_{xx}(k)|^2 + \right.$$

$$\left. + \frac{\operatorname{th}(kh)}{kh} |s_{yz}(k)|^2 + \frac{\operatorname{sh}^2(kh)}{kh\,[\operatorname{sh}(2kh) + 2kh]} \frac{|(\lambda + 2\mu)s_{zz}(k) - \lambda s_{xx}(k)|^2}{(\lambda + 2\mu)(\lambda + \mu)} \right\}. \qquad (19)$$

Важно отметить, что при малых толщинах пленки энергия W_1 оказывается пропорциональной толщине, и ее плотность является конечной, в отличие от не связанной с перенормировкой одноосной анизотропии части магнитодипольной энергии W_{md} (второе слагаемое в (6)), плотность которой при $h \to 0$ сама становится пропорциональной толщине пленки и поэтому мала. Именно этот результат и является причиной того, что в ультратонких пленках столь важной оказывается роль магнитоупругого взаимодействия.

3. ДОМЕННЫЕ ГРАНИЦЫ В УЛЬТРАТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

Итак, суммируя энергию магнитной подсистемы кристалла с энергией W_1, мы получим полную энергию системы, записанную только в терминах распределения намагниченности (или ее фурье-компонент):

$$W = 2M_0^2 S \left\{ \int\limits_{-\infty}^{\infty} dx \left[\frac{\alpha}{2} \left(\frac{d\mathbf{m}}{dx} \right)^2 - \frac{\beta_*}{2} m_z^2 \right] + 2h \int\limits_0^\infty dk |k|\, |m_x(k)|^2 - \right.$$

$$- \frac{(bM_0)^2}{2\pi\mu} \int\limits_0^\infty dk \left\{ |s_{xy}(k)|^2 + |s_{xz}(k)|^2 + \frac{\mu}{\lambda + 2\mu} |s_{xx}(k)|^2 + \right.$$

$$\left. + \frac{\operatorname{th}(kh)}{kh} |s_{yz}(k)|^2 + \frac{\operatorname{sh}^2(kh)}{kh\,[\operatorname{sh}(2kh) + 2kh]} \frac{|(\lambda + 2\mu)s_{zz}(k) - \lambda s_{xx}(k)|^2}{(\lambda + 2\mu)(\lambda + \mu)} \right\}. \qquad (20)$$

Решение уравнений движения для намагниченности в системе, описываемой такой энергией, найти невозможно даже для случая уединенной доменной границы. Поэтому для описания статических и динамических свойств границы в ультратонких магнитных пленках мы используем метод, аналогичный тому, который был использован в [7] для анализа динамических свойств доменных границ в ультратонких магнитных пленках при учете только магнитодипольного взаимодействия. Фактически этот метод является некоторой вариацией хорошо известного подхода к описанию динамики доменной границы на основе уравнений Слончевского [8].

Как известно, динамика ферромагнетика может быть описана на основе функции Лагранжа L, которая имеет вид

$$L = \frac{M_0}{g} \int dV \left\{ \varphi \sin\theta \frac{\partial\theta}{\partial t} \right\} - W, \qquad (21)$$

где g — гиромагнитное отношение, W — энергия ферромагнетика, а угловые переменные θ и φ параметризуют вектор намагниченности $\mathbf{M}$,

$$\mathbf{M} = M_0(\sin\theta\cos\varphi,\ \sin\theta\sin\varphi,\ \cos\theta). \qquad (22)$$

Будем считать, что распределение намагниченности в движущейся со скоростью V вдоль оси x плоской 180-градусной доменной границе описывается обычными соотношениями (см., например, [8]):

$$\cos\theta(x) = -\operatorname{th}\left[\frac{x - Vt}{\Delta}\right], \quad \varphi = \mathrm{const}, \tag{23}$$

где Δ — эффективная толщина доменной границы.

Фигурирующие в энергии (20) фурье-компоненты намагниченности $m_x(k)$ и величины $s_{ij}(k)$, соответствующие распределению намагниченности (23), имеют вид

$$\begin{gathered} m_x(k) = \frac{\pi\Delta}{\operatorname{ch}(\pi k\Delta/2)}, \quad s_{xx}(k) = R_1(k)\cos^2\varphi, \\ s_{xy}(k) = R_1(k)\sin\varphi\cos\varphi, \quad s_{xz}(k) = R_2(k)\cos\varphi, \\ s_{yz}(k) = R_2(k)\sin\varphi, \quad s_{zz}(k) = 2\pi\delta(k) - R_1(k), \\ R_1(k) = \frac{\pi k\Delta^2}{\operatorname{sh}(\pi k\Delta/2)}, \quad R_2(k) = \frac{i\pi k\Delta^2}{\operatorname{ch}(\pi k\Delta/2)}. \end{gathered} \tag{24}$$

Величина Δ и угол φ являются вариационными параметрами задачи и определяется из уравнений Эйлера–Лагранжа для эффективной функции Лагранжа $L_{eff}(\varphi, \Delta)$, которая получается при подстановке распределения намагниченности (23) и фурье-компонент (24) в функцию Лагранжа (21) и интегрирования по координате x:

$$\begin{gathered} L_{eff}(\varphi, \Delta) = \frac{4hM_0V}{g}\varphi - E(\varphi, \Delta), \\ E(\varphi, \Delta) = 2M_0^2 h\left[\frac{\alpha}{\Delta} + \Delta\left(\tilde{\beta} - \rho_1\sin^2\varphi + \rho_2\sin^4\varphi\right)\right]. \end{gathered} \tag{25}$$

Здесь введены обозначения:

$$\tilde{\beta} = \beta_* - \frac{(bM_0)^2}{\mu}, \quad \rho_1 = \frac{8h\ln 2}{\Delta}, \quad \rho_2 = \frac{(bM_0)^2}{6\mu}\,\frac{3\lambda + 2\mu}{\lambda + \mu}, \tag{26}$$

а величина $E(\varphi, \Delta)$ имеет смысл энергии единицы длины доменной границы. При выводе (26) мы воспользовались тем, что в ультратонких магнитных пленках ширина доменной границы Δ существенно превышает толщину пленки $2h$.

Таким образом, видим, что и магнитодипольное, и магнитоупругое взаимодействия приводят, во-первых, к перенормировке константы одноосной анизотропии и, во-вторых, к появлению некоторой эффективной анизотропии в плоскости (xy). Важно подчеркнуть, что эта эффективная анизотропия связана не с кристаллографическими осями, а с нормалью к плоскости доменной границы, направление которой в плоскости (xy) является, вообще говоря, произвольным. При этом оказывается, что магнитодипольное взаимодействие определяет константу «второго порядка» ρ_1, а магнитоупругое — константу «четвертого порядка» ρ_2.

Варьируя $L_{eff}(\varphi, \Delta)$, получим уравнения, определяющие параметры φ и Δ:

$$\begin{gathered} \alpha - \left(\tilde{\beta} + \rho_2\sin^4\varphi\right)\Delta^2 = 0, \\ \frac{V}{gM_0} - (\rho_1 - 2\rho_2\sin^2\varphi)\Delta\sin\varphi\cos\varphi = 0. \end{gathered} \tag{27}$$

Из уравнений (27) нетрудно получить явные выражения для параметров доменных границ φ и Δ, которые в общем случае достаточно громоздки. Поэтому в дальнейшем мы ограничимся наиболее актуальным случаем и учтем, что константа одноосной анизотропии намного больше, чем эффективные константы ромбической анизотропии ρ_1 и ρ_2: константа ρ_1 мала в меру малости толщины пленки, а константа ρ_2 (как и обусловленная магнитоупругим взаимодействием перенормировка константы одноосной анизотропии) мала в меру малости параметра $(bM_0)^2/\mu$. При этом, как нетрудно видеть, параметр Δ слабо зависит от величин ρ_1 и ρ_2 и равен $\Delta = (\alpha/\beta_*)^{1/2}$. Что же касается угла φ, определяющего выход вектора намагниченности из плоскости доменной границы, то, как нетрудно убедиться, исходя из второго уравнения (27), в неподвижной доменной границе возможны три значения этого угла: 1) $\varphi = 0$, что соответствует неелевской доменной границе (плоскость разворота вектора намагниченности перпендикулярна плоскости доменной границы); 2) $\varphi = \pi/2$, что отвечает блоховской доменной границе (вектор намагниченности лежит в плоскости доменной границы); 3) $\varphi = \varphi^* = \arcsin(\rho_1/2\rho_2)^{1/2}$. Распределение намагниченности, отвечающее последнему решению, описывает доменную границу, в которой плоскость разворота составляет угол $\varphi = \pi/2 - \varphi^*$ с плоскостью границы, и поэтому в дальнейшем такую доменную границу мы будем называть «угловой» доменной границей. Для существования угловой доменной границы необходимо, чтобы было выполнено неравенство $\rho_1 < 2\rho_2$ (естественно, что при этом может реализоваться одна из четырех эквивалентных ориентаций плоскости разворота вектора намагниченности в доменной границе: $\pm\varphi^*$ и $\pi \pm \varphi^*$).

Анализ устойчивости этих решений показывает, что состояние, отвечающее неелевской доменной границе ($\varphi = 0$), является неустойчивым при любом значении эффективных констант анизотропии ρ_1 и ρ_2. Блоховская доменная граница, в которой вектор намагниченности разворачивается в плоскости стенки ($\varphi = \pi/2$), оказывается устойчивой, если выполнено неравенство $\rho_1 > 2\rho_2$, которое противоположно условию существования угловой доменной границы. Если же это условие выполнено, т. е. $\rho_1 < 2\rho_2$, то устойчивой оказывается именно угловая доменная граница[1)].

Используя полученные выражения для параметров ρ_1 и ρ_2, находим критерий существования угловой доменной границы: последняя существует и является устойчивой, если толщина пленки h меньше некоторого критического значения h_0:

$$h_0 = \Delta \frac{(bM_0)^2}{24 \ln 2} \frac{3\lambda + 2\mu}{\mu(\lambda + \mu)}. \tag{28}$$

Естественно, что величина h_0 имеет смысл, если она составляет, по крайней мере, несколько постоянных решетки, т. е. $\geq 10^{-7}$ см. В то же время, толщина доменной границы Δ обычно порядка 10^{-5}–10^{-6} см, поэтому о критической толщине h_0 и о существовании угловых доменных границ можно говорить лишь в магнетиках с достаточно большой магнитострикцией.

[1)] Отметим, что своеобразный аналог угловых доменных границ имеет место в некоторых слабых ферромагнетиках, в которых векторы намагниченности подрешеток вращаются в плоскости легкого намагничивания ac, а ось, вдоль которой распределение намагниченности неоднородно, не совпадает с осью b магнетика.

4. ДИНАМИКА ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В УЛЬТРАТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ

Рассмотрим теперь динамические свойства доменных границ. Движение доменных границ обычно связано с воздействием внешнего магнитного поля, ориентированного таким образом, чтобы один из доменов, которые разделяются стенкой, стал энергетически более выгодным: в рассматриваемой нами геометрии это — поле, направленное вдоль оси анизотропии z. В рассматриваемом приближении, в котором толщина доменной границы постоянна (что в обычной ситуации справедливо при большом значении фактора качества магнетика, $Q = \beta/4\pi \gg 1$) внешнее магнитное поле H, ориентированное вдоль оси анизотропии, связано со скоростью движения стенки простым соотношением (см., например, [8])

$$V = gH\Delta/\gamma, \tag{29}$$

где γ — релаксационная константа.

Согласно второму уравнению системы (27) при $\Delta = \text{const}$ скорость движения доменной границы связана с углом φ соотношением

$$V = V_0 f(\varphi), \quad f(\varphi) = \sin 2\varphi(\sin^2\varphi - p), \tag{30}$$

где введены параметр $p = \rho_1/2\rho_2$ и характерная скорость доменной границы[2)] $V_0 = \rho_2(gM_0)\Delta$.

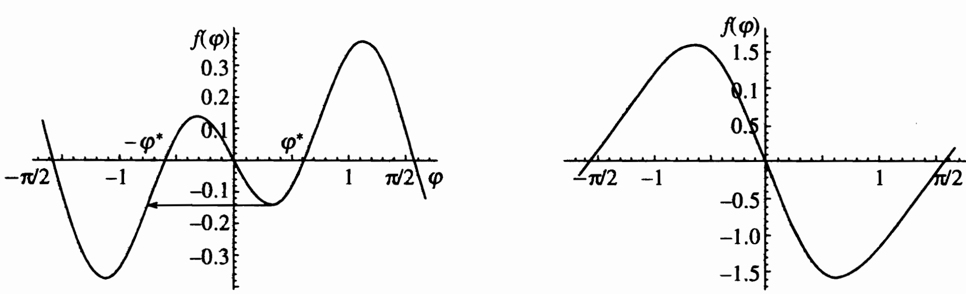

Рис. 1. Функция $f(\varphi, p)$ при $p < 1$ (рис. 1*а*) и при $p > 1$ (рис. 1*б*)

Функция $f(\varphi, p)$ представлена на рис. 1. При $p < 1$ (рис. 1*а*) эта функция имеет два «набора» экстремумов: одному из «наборов» соответствуют значения угла φ, определяемые условием $\sin^2\varphi = \sin^2\varphi_+$, а второму — $\sin^2\varphi = \sin^2\varphi_-$, где

$$\sin^2\varphi_\pm = \frac{1}{8}\left[3 + 2p + \left((2p-1)^2 + 8\right)^{1/2}\right]. \tag{31}$$

Если же параметр $p > 1$ (рис. 1*б*), то экстремумы, отвечающие знаку «+» в (31), исчезают и остаются экстремумы, соответствующие знаку «−». Значения углов $\varphi_\pm$ как

---

2) В массивных ферромагнетиках характерной скоростью доменной границы является уокеровская скорость V_w (предельная скорость стационарного движения доменной границы) [6]. Введенная нами характерная скорость V_0 не имеет столь же простой физической интерпретации, а является просто удобным размерным параметром задачи.

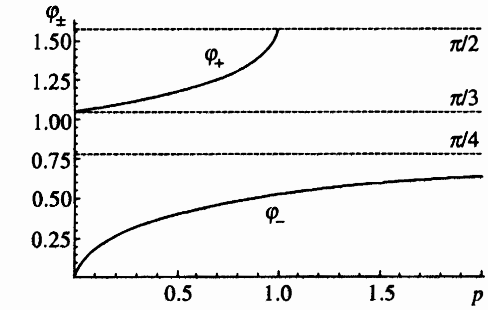

Рис. 2

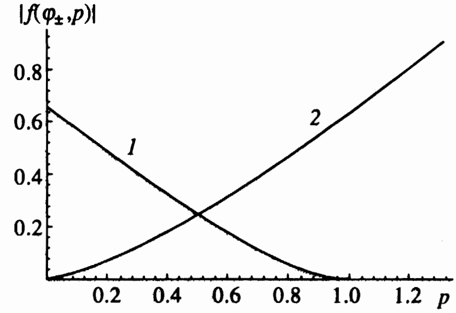

Рис. 3

Рис. 2. Значения критических углов $\varphi_\pm$ как функции параметра p

Рис. 3. Зависимость значений функции $|f(\varphi,p)|$ в экстремальных точках $\varphi = \varphi_\pm$ от параметра p

функции параметра p представлены на рис. 2, а значения $|f(\varphi,p)|$ в этих точках — на рис. 3. Именно последние определяют предельную скорость стационарного движения доменной границы V_c и, согласно (29), предельное значение внешнего поля $H_c = \gamma V_c/g\Delta$, при котором такое движение возможно.

Рассмотрим вначале случай, когда параметр $p < 1$, и в статике устойчивой оказывается угловая доменная граница. Как уже отмечалось, в этом случае возможны четыре эквивалентных значения угла φ, определяющего плоскость разворота вектора намагниченности в статической доменной границе. Далее для конкретности будем считать, что этот угол равен $\varphi^* = \arcsin(p^{1/2})$.

Если параметр $1/2 < p < 1$, то $\varphi^* > \pi/4$ и $|f(\varphi_+,p)| < |f(\varphi_-,p)|$; если же $p < 1/2$, то $\varphi^* < \pi/4$ и $|f(\varphi_+,p)| > |f(\varphi_-,p)|$ (именно такая ситуация изображена на рис. 1*a*). При $p = 1/2$ угол $\varphi^* = \pi/4$, и экстремумы становятся одинаковыми, $|f(\varphi_+,p)| = |f(\varphi_-,p)|$.

Несимметричный относительно положительного и отрицательного направлений оси x характер распределения намагниченности в статической угловой доменной границе приводит к неодинаковой относительно направления внешнего магнитного поля зависимости скорости доменной границы, т. е. имеет место своеобразная «невзаимность»: $|V(H)| \neq |V(-H)|$.

Если внешнее поле направлено вдоль положительного направления оси z ($H > 0$), то стенка движется в положительном направлении оси x ($V > 0$) и при $p < 1/2$, как наглядно видно из рис. 1*a*, угол φ увеличивается с ростом скорости от своего статического значения $\varphi = \varphi^*$ до значения $\varphi = \varphi_+$, которому соответствует скорость $V_+ = V_0 f(\varphi_+,p)$, а предельное значение поля, при котором возможно стационарное движение доменной границы, равно $H_+ = \gamma V_+ g\Delta$. Если же $H < 0$ и движение доменной границы происходит в отрицательном направлении оси x ($V < 0$), то с ростом скорости угол φ уменьшается от начального значения $\varphi = \varphi^*$ до $\varphi = \varphi_-$, которому соответствует скорость $V_- = V_0 f(\varphi_-,p)$, причем $|V_-| < V_+$.

Скорость V_- достигается при поле $H_- = \gamma V_-/g\Delta$, которое по модулю меньше, чем H_+, $|H_-| < H_+$. При дальнейшем увеличении отрицательного поля решение, соответствующее рассматриваемой ветви многозначной функции $\varphi = \varphi(V, p)$, исчезает и поэтому неизбежно происходит переход на другую ветвь, на которой скорость V_- еще не является экстремальной (на рис. 1*а* этот переход показан стрелкой). Таким образом, при $H = H_-$ плоскость разворота вектора намагниченности в доменной границе скачком изменяется: значение угла φ скачкообразно изменяется от экстремального значения φ_- до некоторого значения φ', лежащего в интервале $(-\varphi_+, -\varphi^*)$, и при дальнейшем росте поля скорость доменной границы продолжает нарастать (по модулю) вплоть до значения V_+.

Если $1/2 < p < 1$ и $|f(\varphi_-, p)| > |f(\varphi_+, p)|$, то ситуация обратная: если $H < 0$, то, стартуя из статического значения угла $\varphi = \varphi^*$, доменная граница с ростом поля достигает предельной скорости $V_c = V_0|f(\varphi_-, p)|$ без скачков плоскости разворота, а при $H > 0$ вначале достигает значения $V_0|f(\varphi_+, p)|$, затем при $H = H_+$ имеет место скачок угла φ на другую ветвь, и при дальнейшем увеличении поля скорость доменной границы достигает своего предельного значения $V_0|f(\varphi_-, p)|$.

Исходя из выражения для $E(\varphi, \Delta)$ (25) и уравнения (30), определяющего угол φ как функцию скорости V, можно, в принципе, найти энергию движущейся доменной границы как функцию ее скорости (или значения внешнего магнитного поля) и параметра p. В общем виде это выражение довольно громоздко, однако при малых скоростях движения доменной границы вычисления могут быть существенно упрощены, если, исходя из (25) и (30), записать плотность энергии движущейся угловой доменной границы $\sigma(V)$ в виде

$$\sigma^*(V) = \sigma^*(0) + 2M_0^2\rho_2\Delta\left(\frac{V}{V_0}\right)^2\frac{1}{\sin^2 2\varphi}, \quad \sigma^*(0) = 4M_0^2\beta^*\Delta\left(1 - \frac{\rho_1^2}{8\beta\rho_2}\right), \tag{32}$$

где $\sigma(0)$ — плотность эффективной энергии статической угловой доменной границы, а второе слагаемое имеет смысл плотности кинетической энергии доменной границы.

При малых значениях внешнего поля скорость движения доменной границы V также мала, а угол φ слабо отличается от своего равновесного значения в статической угловой доменной границе: $\varphi = \varphi^* + \psi$, $\psi \ll 1$. Из линеаризованного по ψ уравнения (30) находим

$$\psi = \frac{V}{V_0}\frac{1}{4p(1-p)}. \tag{33}$$

Подставляя это значение в (32), получим плотность эффективной энергии движущейся угловой доменной границы с точностью до $(V/V_0)^3$:

$$\sigma(V) = \sigma(0) + \frac{mV^2}{2} + q\left(\frac{V}{V_0}\right)^3, \tag{34}$$

$$m = \frac{2}{g^2\Delta}\frac{\rho_2}{\rho_1(2\rho_2 - \rho_1)}, \quad q = \frac{M_0^2\Delta}{8}\frac{2p-1}{[p(1-p)]^{5/2}}, \tag{35}$$

где величину m можно трактовать как плотность массы угловой доменной границы.

Напомним, что выражения (34), (35) получены для угловой доменной границы, у которой статическое значение угла φ равно φ^*. Аналогичный расчет энергии угловой доменной границы, в которой угол φ в статике равен $-\varphi^*$, приводит к точно такому же выражению для $\sigma(V)$, но с заменой $q \to -q$. Таким образом, можно сделать вывод о том, что, несмотря на асимметрию динамики угловых доменных границ, имеющих разные исходные (статические) значения угла φ, их массы (т. е. коэффициенты при квадрате скорости в кинетической энергии доменных границ) одинаковы; однако коэффициенты при более высоких степенях разложения по (V/V_0) различны: они различаются знаком. Следовательно, при одной и той же скорости угловые доменные границы, находящиеся на различных ветвях функции $\varphi = \varphi(V, p)$, имеют разную энергию.

Как следует из (34), (35), в рассмотренном выше случае ($p < 1/2$, $V < 0$) произведение $qV^3 > 0$, и поэтому при одном и том же значении внешнего поля $H < 0$, определяющего скорость доменной границы, энергия угловой доменной границы с углом φ в интервале (φ_-, φ^*) оказывается больше, чем энергия доменной границы с углом φ в интервале $(-\varphi_+, -\varphi^*)$. Следовательно, скачкообразная переориентация плоскости разворота вектора намагниченности в движущейся угловой доменной границе, т. е. переход угла φ на другую ветвь функции $\varphi = \varphi(V, p)$, может иметь место не только при достижении экстремальной скорости V_-, как описано выше, но и при меньшей (по модулю) скорости, так как такой переход энергетически выгоден. При $|V| < V_-$ этот процесс может быть индуцирован тепловыми флуктуациями в магнитной или упругой подсистемах пленки или же взаимодействием движущейся доменной границы с дефектами решетки, при этом переход в энергетически более выгодное состояние должен, естественно, сопровождаться выделением энергии в виде излучения спиновых волн и звука.

Если $1 > p > 1/2$, то величина $qV^3 > 0$ при $V > 0$; при этом энергетически более выгодными являются угловые доменные границы, у которых в статике $\varphi = -\varphi^*$, и переориентация доменной границы может иметь место в положительных полях $H > 0$.

Рассмотрим теперь случай $p > 1$, в котором устойчивой является статическая блоховская доменная граница со статическим значением угла $\varphi = \pm\pi/2$. Оба состояния эквивалентны, и для конкретности мы будем считать, что в статике $\varphi = \pi/2$.

Зависимость угла φ от скорости доменной границы в рассматриваемом случае по-прежнему описывается уравнением (30), однако, как уже отмечалось, при $p > 1$ функция $f(\varphi, p)$ имеет экстремумы только в точках, в которых $\sin^2\varphi = \sin^2\varphi_-$ (см. рис. 1*б*). Описанная выше «невзаимность» движения доменной границы при этом отсутствует, $V(H) = -V(-H)$, и скачков плоскости разворота вектора намагниченности в доменной границе также нет: с ростом поля скорость доменной границы линейно растет согласно (29), достигая своего предельного значения $V_c = V_0|f(\varphi, p)|$ при $H_c = \gamma V_c/g\Delta$.

Если влияние магнитоупругого взаимодействия на динамику доменной границы пренебрежимо мало по сравнению с влиянием магнитостатического взаимодействия, т. е. параметр $p \gg 1$, то, как следует из (30), предельный угол выхода вектора намагниченности из плоскости доменной границы близок к $\pi/4$ (что характерно для блоховской доменной границы в ферромагнетике), $|f(\varphi_-, p)| \approx p$, и предельная скорость доменной границы равна $V_c \approx pV_0 = 4hgM_0 \ln 2$. С уменьшением параметра p предельная скорость доменной границы также уменьшается; при $p \to 1$ предельный угол φ_- близок к $\pi/6$, а предельная скорость рассматриваемой блоховской доменной границы равна $V_c \approx 0.63V_0$.

Масса блоховской доменной границы вычисляется аналогично массе угловой доменной границы и равна

$$m = \frac{2}{g^2\Delta}\,\frac{1}{\rho_1 - 2\rho_2}. \tag{36}$$

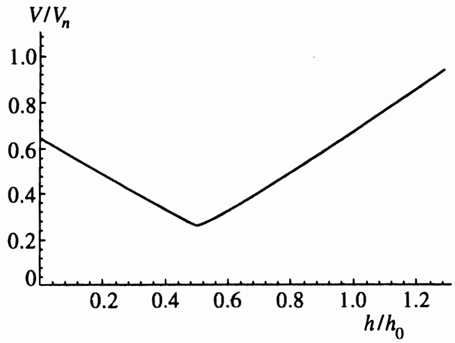

Рис. 4. Зависимость предельной скорости стационарного движения доменной границы от толщины пленки

Интересно отметить, что в пределе $p \gg 1$ масса единицы длины доменной границы $m_1 = 2hm$ оказывается не зависящей ни от каких материальных констант пленки, кроме гиромагнитного отношения, $m_1 = [2g^2 \ln 2]^{-1}$ [7].

Отметим также, что при $\rho_1 \to 2\rho_2$ ($\rho \to 1$) массы и блоховской (36), и угловой доменных границ (35) неограниченно возрастают и при $\rho_1 = 2\rho_2$ формально обращаются в бесконечность.

Однако это не означает, что доменная граница двигаться не может: дело в том, что значение параметра $p = 1$, которое разделяет области существования и устойчивости двух типов доменных границ, является выделенным, и зависимость кинетической энергии доменной границы от скорости при $p = 1$ оказывается неквадратичной. Как нетрудно видеть из уравнения (30), при $p = 1$ разложение функции $f(\varphi)$ при малых отклонениях угла φ от своего равновесного значения $\pi/2$ начинается не с линейного, а с кубического по ψ слагаемого, и вместо зависимости $\psi \sim V$ (33) имеем $\psi = (V/2V_0)^{1/3}$. Кроме того, при $p = 1$ разложение кинетической энергии доменной границы при малых скоростях начинается не с ψ^2, а с ψ^4, и в результате мы приходим к следующей нестандартной зависимости кинетической энергии доменной границы от скорости:

$$\sigma(V) = \sigma(0) + \frac{M_0^2 \rho_1 \Delta}{2} \left(\frac{V}{2V_0} \right)^{4/3}. \tag{37}$$

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный выше анализ свидетельствует о важной роли, которую играет магнитоупругое взаимодействие в ультратонких магнитных пленках. Именно с магнитоупругим взаимодействием связано появление в энергии магнетика эффективной энергии ромбической анизотропии «четвертого» порядка ($\rho_2 \neq 0$), наличие которой приводит к весьма существенным особенностям в структуре и динамике доменных границ в ультратонких магнитных пленках: если это взаимодействие достаточно сильное, и имеет место неравенство $2\rho_2 > \rho_1$, то в статике существуют и являются устойчивыми угловые доменные границы, поведение которых нетривиально отличается от поведения обычных блоховских доменных границ.

Учет магнитоупругого взаимодействия приводит к тому, что предельная скорость стационарного движения доменных границ в ультратонких магнитных пленках становится немонотонно зависящей от толщины пленки. Как было показано, эта скорость равна $V_c = V_0 \max\{|f(\varphi_-, p)|, |f(\varphi_+, p)|\}$, и поэтому при $p > 1/2$ ($h > h_0/2$) $V_c = V_0|f(\varphi_-, p)|$ и убывает с уменьшением толщины пленки, в то время как при $p < 1/2$ ($h < h_0/2$) $V_c = V_0|f(\varphi_+, p)|$ и растет при уменьшении толщины. Зависимость предельной скорости от толщины пленки показана на рис. 4. При больших толщинах, когда влияние магнитоупругого взаимодействия мало по сравнению с магнитодипольным и параметр $p \gg 1$, величина V_c прямо пропорциональна толщине, $V_c \approx pV_0 = 4hgM_0 \ln 2 \propto h$. Минимальное значение предельной скорости доменной границы V_c достигается при $h = h_0/2$ и равно $V_c^{(min)} = V_c(h = h_0/2) = \rho_2 g M_0 \Delta/2$, а при стремлении толщины пленки к нулю $V_c(h \to 0) = 3\rho_2 g M_0 \Delta/4 = 1.5V_c^{(min)}$.

Один из авторов (А. С.) искренне признателен проф. М. Свенскому (Institute of Physics, Warsaw University Bialystok branch) за гостеприимство и поддержку в процессе выполнения работы.

Литература

1. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1982).
2. В. Г. Барьяхтар, Б. А. Иванов, А. Л. Сукстанский, ЖЭТФ **75**, 2183 (1978).
3. М. В. Четкин, А. Н. Шалыгин, А. де ла Кампа, ЖЭТФ **75**, 2345 (1978).
4. В. Г. Барьяхтар, Б. А. Иванов, М. В. Четкин, УФН **146**, 417 (1985).
5. Б. А. Иванов, ФНТ **4**, 352 (1978).
6. L. R. Walker (unpublished), quoted by J. F. Dillon in *Magnetizm*, vol. 3, Academic Press, N. Y. (1963).
7. A. Stankevich, V. V. Tarasenko, Proc. 6-th Europian Conference on Magnetizm, Poland, Poznan (1996).
8. A. P. Malozemoff, J. C. Slonczewski, *Magnetic Domain Walls in Bubble Materials*, Academic Press (1979).