Журнал экспериментальной и теоретической физики

Т. 91 *1986* *Вып. 5(11)*

О ДРЕЙФЕ БЛОХОВСКИХ ЛИНИЙ В ОСЦИЛЛИРУЮЩЕМ ПОЛЕ

С. В. Иорданский, В. И. Марченко

Построена теория дрейфа блоховских линий в ферромагнетиках во внешнем осциллирующем во времени и однородном в пространстве магнитном поле. Выявлена зависимость скорости дрейфа от частоты, амплитуды и направления поля.

Дедух, Горнаков и Никитенко [1, 2] обнаружили явление направленного дрейфа блоховских линий в кубическом ферромагнетике во внешнем осциллирующем во времени и однородном в пространстве магнитном поле. Аналогичный эффект был предсказан ранее Шлёманом [3] для блоховских границ. В теории [3] существенно, что уравнения Ландау — Лифшица имеют точное решение для блоховских границ. Как известно, для блоховской линии точное решение не найдено. Тем не менее, как будет показано в настоящей работе, для объяснения и количественного описания явления достаточно лишь весьма общего представления о структуре блоховской линии.

1. Уравнения Ландау — Лифшица в сферических координатах имеют вид

$$-\dot{\theta}\sin\theta-\varkappa\dot{\varphi}\sin^2\theta=\delta\tilde{E}/\delta\varphi,\qquad \dot{\varphi}\sin\theta-\varkappa\dot{\theta}=\delta\tilde{E}/\delta\theta, \tag{1}$$

где $\varkappa\ll 1$ — константа затухания, энергия $\tilde{E}$ равна сумме энергии ферромагнетика во внешнем поле $-\int \mathbf{MH}\,dV$ и собственной энергии E, равной

$$\int dV\left\{\frac{\beta}{2}\sin^2\theta-K\left[\frac{\sin^4\theta}{4}+\frac{\cos^4\theta}{3}-\frac{2^{1/2}}{3}\cos\theta\sin^3\theta\cos^3\varphi+\right.\right.$$
$$\left.+2^{1/2}\cos\theta\sin^3\theta\cos\varphi\sin^2\varphi\right]+{}^1/_2[\sin^2\theta(\nabla\varphi)^2+(\nabla\theta)^2]+$$
$$\left.+\int dV'|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|^{-1}\operatorname{div}\mathbf{M}(\mathbf{r})\operatorname{div}\mathbf{M}(\mathbf{r}')\right\}; \tag{2}$$

здесь β — эффективная одноосная анизотропия [4], обусловленная магнитострикцией. Состояние $\theta=0$ соответствует направлению намагниченности вдоль легкой оси [111] (ось x); последний член есть энергия размагничивания. Ось y декартовой системы координат (x, y, z) направлена вдоль $[1\bar{1}0]$. В [1, 2] доменные границы лежат в плоскости (z, x), блоховские линии ориентированы вдоль оси z. Пусть равновесная структура линии задается функциями

$\{\theta_0(\mathbf{r}),\varphi_0(\mathbf{r})\}$; $\mathbf{M}_0=(M_0^x, M_0^y, M_0^z)=(\cos\theta_0, \sin\theta_0\sin\varphi_0, \sin\theta_0\cos\varphi_0)$.

При указанной в [1, 2] ориентации линий функции $\{\theta_0,\varphi_0\}$ зависят только от (x, y) (краевыми эффектами пренебрегаем). Легко видеть, что функции вида

$$\text{I:}\quad \{\theta_0,\varphi_0\};\quad \text{II:}\quad \{\pi+\theta_0(x,-y),\ -\varphi_0(x,-y)\};$$
$$\text{III:}\quad \{\pi+\theta_0(-x,-y),\ \varphi_0(-x,-y)\};\quad \text{IV:}\quad \{\theta_0(-x,y),\ -\varphi_0(-x,y)\};$$
$$\text{V:}\quad \{\pi+\theta_0(-x,y), -\varphi_0(-x,y)\};\quad \text{VI:}\quad \{\theta_0(-x,-y), \varphi_0(-x,-y)\};$$
$$\text{VII:}\quad \{\theta_0(x,-y), -\varphi_0(x,-y)\};\quad \text{VIII:}\quad \{\pi+\theta_0(x,y), \varphi_0(x,y)\}$$

отвечают одинаковые энергии (2) и, тем самым, представляют собой различные решения уравнений равновесия $\delta E/\delta\varphi=0$, $\delta E/\delta\theta=0$. Поля намагниченности, соответствующие перечисленным решениям, схематически представлены на рис. 1. Черные и белые участки на блоховских границах соответствуют положительному и отрицательному значениям z-компоненты намагниченности.

2. Пусть теперь $\theta=\theta_0+\theta_1$, $\varphi=\varphi_0+\varphi_1$, где θ_1, φ_1 — произвольные малые функции (x, y); тогда в линейном по θ_1, φ_1 приближении

$$\delta E/\delta\varphi=L_{\varphi\varphi}\varphi_1+L_{\varphi\theta}\theta_1; \qquad \delta E/\delta\theta=L_{\theta\theta}\theta_1+L_{\theta\varphi}\varphi_1,$$

где матричный интегро-дифференциальный оператор $\hat{L}$, определяемый компонентами второй вариационной производной от энергии E по θ, φ, является, очевидно, самосопряженным. Поскольку решение $\{\theta_0, \varphi_0\}$ соответствует минимуму энергии E, спектр оператора $\hat{L}$ не имеет отрицательных собственных значений. Предположим, что положение линии на границе не фиксировано какими-либо дефектами или внешними условиями, тогда наряду с решением $\{\theta_0, \varphi_0\}$ имеем непрерывный ряд вырожденных решений $\{\theta_0(x+X, y), \varphi_0(x+X, y)\}$, где X — произвольная постоянная. Отсюда следует, очевидно, что оператор L имеет собственный вектор

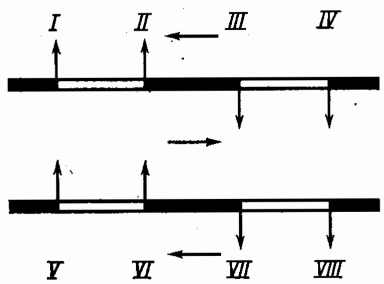

Рис. 1

$$(\partial\theta_0/\partial x, \ \partial\varphi_0/\partial x) \tag{3}$$

с нулевым собственным значением. Согласно экспериментальным данным [5] положение доменной границы оказывается фиксированным либо ростовыми дефектами, либо эффектами, связанными с размагничиванием, так что имеется собственная частота колебаний границы приблизительно 1,8 МГц [6]. Для простоты описания такой ситуации добавим к энергии член $A^2\int M_z^2 y^2\, dv$, «притягивающий» доменную границу к плоскости $y=0$. Тогда непрерывный спектр оператора $\hat{L}$ начинается со щели ∞A. Не исключен, конечно, и дискретный спектр локальных мод; для дальнейшего важно, однако, лишь то, что нет более причин для малых собственных значений.

Прежде чем приступить к исследованию динамической задачи, получим полезное для дальнейшего тождество. Разложим уравнения равновесия для функций вида $\{\theta_0(x+X+\zeta, y), \varphi_0(x+X+\zeta, y)\}$ по малой константе ζ с точностью до квадратичных членов. Учитывая, что

$$\theta_0(x+X+\zeta, y)\approx\theta_0(x+X, y)+\zeta\frac{\partial\theta_0}{\partial x}+\frac{1}{2}\zeta^2\frac{\partial^2\theta_0}{\partial x^2},$$

$$\varphi_0(x+X+\zeta, y)\approx\varphi_0(x+X, y)+\zeta\frac{\partial\varphi_0}{\partial x}+\frac{1}{2}\zeta^2\frac{\partial^2\varphi_0}{\partial x^2}$$

получим

$$\begin{aligned}\frac{\delta E}{\delta\theta}&\approx\frac{\zeta^2}{2}\left(L_{\theta\theta}\frac{\partial^2\theta_0}{\partial x^2}+L_{\theta\varphi}\frac{\partial^2\varphi_0}{\partial x^2}\right)+\left\{\frac{\delta E}{\delta\theta}\right\}_2=0,\\ \frac{\delta E}{\delta\varphi}&\approx\frac{\zeta^2}{2}\left(L_{\varphi\varphi}\frac{\partial^2\varphi_0}{\partial x^2}+L_{\varphi\theta}\frac{\partial^2\theta_0}{\partial x^2}\right)+\left\{\frac{\delta E}{\delta\varphi}\right\}_2=0;\end{aligned} \tag{4}$$

здесь выделены члены, линейные по квадратичным поправкам к функциям $\{\theta_0, \varphi_0\}$, и члены вида $\{\ \ \}_2$, квадратичные по линейной поправке к функциям $\{\theta_0, \varphi_0\}$. Умножим первое уравнение в (4) на $\partial\theta_0/\partial x$, второе — на $\partial\varphi_0/\partial x$, сложим полученные уравнения и проинтегрируем по объему. В силу самосопряженности оператора L, а также того факта, что вектор

(3) является его собственным вектором с нулевым собственным значением, получим искомое тождество:

$$\iint dx\,dy \left(\frac{\partial\theta_0}{\partial x}\left\{\frac{\delta E}{\delta\theta}\right\}_2 + \frac{\partial\varphi_0}{\partial x}\left\{\frac{\delta E}{\delta\varphi}\right\}_2\right) = 0. \tag{5}$$

3. Исследование движения блоховской линии во внешнем поле $\mathbf{H}=\mathbf{h}\sin\omega t$ будем проводить, разлагая решение уравнений (1) по малой амплитуде поля и по малой (по сравнению с собственной частотой колебаний границы) частоте ω.

Выясним сначала низкочастотный спектр блоховской линии. Ищем решение линейных по амплитуде движения уравнений в виде ряда по частоте и константе затухания:

$$\begin{aligned}
&\theta(x, y, t)\approx\theta_0(x, y)+c(t)\,(\partial\theta_0/\partial x)+\theta_1+\theta_2+\dots,\\
&\varphi(x, y, t)\approx\varphi_0(x, y)+c(t)\,(\partial\varphi_0/\partial x)+\varphi_1+\varphi_2+\dots
\end{aligned} \tag{6}$$

В первом приближении получим

$$\dot{c}\begin{pmatrix} +\dfrac{\partial\varphi_0}{\partial x}\sin\theta_0 \\ -\dfrac{\partial\theta_0}{\partial x}\sin\theta_0 \end{pmatrix} = L\begin{pmatrix}\theta_1\\ \varphi_1\end{pmatrix}. \tag{7}$$

Отсюда, вводя не зависящие от времени функции η^θ, η^φ, такие, что $\theta_1=\dot{c}\eta^\theta$, $\varphi_1=\dot{c}\eta^\varphi$, найдем

$$\begin{pmatrix}\eta^\theta\\ \eta^\varphi\end{pmatrix} = L^{-1}\begin{pmatrix} \dfrac{\partial\varphi_0}{\partial x}\sin\theta_0 \\ -\dfrac{\partial\theta_0}{\partial x}\sin\theta_0 \end{pmatrix}. \tag{8}$$

Во втором приближении имеем

$$\begin{pmatrix} \ddot{c}\eta^\varphi\sin\theta_0 - \varkappa\dot{c}\dfrac{\partial\theta_0}{\partial x} \\ -\ddot{c}\eta^\theta\sin\theta_0 - \varkappa\dot{c}\dfrac{\partial\varphi_0}{\partial x}\sin^2\theta_0 \end{pmatrix} = L\begin{pmatrix}\theta_2\\ \varphi_2\end{pmatrix}; \tag{9}$$

отсюда, повторяя выкладки, проведенные при переходе от уравнений (4) к тождеству (5), получим обычное уравнение движения свободной блоховской линии

$$m\ddot{c}+\alpha\dot{c}=0. \tag{10}$$

Таким образом, низкочастотный спектр сводится к двум модам $\Omega_1=0$ и $\Omega_2=i\tau^{-1}$, где $\tau=\alpha/m$ и

$$\begin{aligned}
&m=\int\sin\theta_0\left(\eta^\theta\frac{\partial\theta_0}{\partial x}-\eta^\varphi\frac{\partial\varphi_0}{\partial x}\right)dx\,dy;\\
&\alpha=\varkappa\int\left[\left(\frac{\partial\varphi_0}{\partial x}\right)^2\sin^2\theta_0+\left(\frac{\partial\theta_0}{\partial x}\right)^2\right]dx\,dy.
\end{aligned} \tag{11}$$

Остальные собственные частоты системы начинаются со щели $\backsim A$.

Внешнее переменное поле будет возбуждать, вообще говоря, все моды. Если, однако, частота поля мала по сравнению со щелью, то амплитуда движения намагниченности обусловлена, в основном, двумя модами: Ω_1 и Ω_2. Вклад остальных мод получим в адиабатическом приближении. Выделим в уравнениях (1) члены с внешним полем

$$-\dot{\theta}\sin\theta-\varkappa\dot{\varphi}\sin^2\theta+\sin\theta\cos\varphi H_y-\sin\theta\sin\varphi H_z=\delta E/\delta\varphi,$$
$$\dot{\varphi}\sin\theta-\varkappa\dot{\theta}-\sin\theta H_x+\cos\theta\sin\varphi H_y+\cos\theta\cos\varphi H_z=\delta E/\delta\theta. \tag{12}$$

В линейном приближении имеем

$$\begin{pmatrix} \dot{\varphi}_\omega\sin\theta_0-\varkappa\dot{\theta}_\omega-\sin\theta_0 H_x+\cos\theta_0\sin\varphi_0 H_y+\cos\theta_0\cos\varphi_0 H_z \\ -\dot{\theta}_\omega\sin\theta_0-\varkappa\dot{\varphi}_\omega\sin^2\theta_0+\sin\theta_0\cos\varphi_0 H_y-\sin\theta_0\sin\varphi_0 H_z \end{pmatrix}=L\begin{pmatrix}\theta_\omega\\ \varphi_\omega\end{pmatrix}. \tag{13}$$

Выделяя в членах с магнитным полем часть, ортогональную к вектору (3), вместо (7) получим

$$\begin{pmatrix} \dot{c}\dfrac{\partial\varphi_0}{\partial x}\sin\theta_0-\sin\theta_0 H_x+\cos\theta_0\sin\varphi_0 H_y+\cos\theta_0\cos\varphi_0 H_z-I^{-1}\boldsymbol{\mu}\mathbf{H}\dfrac{\partial\varphi_0}{\partial x} \\ -\dot{c}\dfrac{\partial\theta_0}{\partial x}\sin\theta_0+\sin\theta_0\cos\varphi_0 H_y-\sin\theta_0\sin\varphi_0 H_z-I^{-1}\boldsymbol{\mu}\mathbf{H}\dfrac{\partial\theta_0}{\partial x} \end{pmatrix}=$$
$$=L\begin{pmatrix}\theta_1\\ \varphi_1\end{pmatrix}. \tag{14}$$

Здесь вектор $\boldsymbol{\mu}$ есть скачок магнитного момента доменной границы при переходе через блоховскую линию:

$$\mu_x=\iint\sin\theta_0\frac{\partial\theta_0}{\partial x}\,dx\,dy=\iint\frac{\partial M_0^x}{\partial x}\,dx\,dy=\int\left(M_0^x|_{x=+\infty}-M_0^x|_{x=-\infty}\right)dy,$$
$$\mu_z=\iint\left(-\sin\theta_0\sin\varphi_0\frac{\partial\varphi_0}{\partial x}-\cos\theta_0\cos\varphi_0\frac{\partial\theta_0}{\partial x}\right)dx\,dy= \tag{15}$$
$$=\int\left(M_0^z|_{x=+\infty}-M_0^z|_{x=-\infty}\right)dy.$$

Компонента μ_y равна нулю, так как в доменных границах далеко от линии $M_0^y=0$

$$I=\iint\left[(\partial\theta_0/\partial x)^2+(\partial\varphi_0/\partial x)^2\right]dx\,dy.$$

Решение (θ_1,φ_1) уравнения (14) запишем в следующем виде:

$$\begin{pmatrix}\theta_1\\ \varphi_1\end{pmatrix}=\dot{c}\begin{pmatrix}\eta^\theta\\ \eta^\varphi\end{pmatrix}+\mathbf{H}\begin{pmatrix}\boldsymbol{\eta}^\theta\\ \boldsymbol{\eta}^\varphi\end{pmatrix}, \tag{16}$$

где функции η, $\boldsymbol{\eta}$ не зависят от времени и частоты. Последний член в (16) отвечает, очевидно, вкладу высокочастотных мод. Далее вместо уравнений (9) имеем

$$\ddot{c}\sin\theta_0\begin{pmatrix}\eta^\varphi\\ -\eta^\theta\end{pmatrix}+\sin\theta_0\dot{H}\begin{pmatrix}\boldsymbol{\eta}^\varphi\\ -\boldsymbol{\eta}^\theta\end{pmatrix}-\varkappa\dot{c}\begin{pmatrix}\dfrac{\partial\theta_0}{\partial x}\\ \dfrac{\partial\varphi_0}{\partial x}\sin^2\theta_0\end{pmatrix}+$$
$$+I^{-1}\boldsymbol{\mu}\mathbf{H}\begin{pmatrix}\dfrac{\partial\theta_0}{\partial x}\\ \dfrac{\partial\varphi_0}{\partial x}\end{pmatrix}=L\begin{pmatrix}\theta_2\\ \varphi_2\end{pmatrix}. \tag{17}$$

Отсюда (ср. (9)→(10)) получаем уравнение движения блоховской линии во внешнем поле:

$$m\ddot{c}+\alpha\dot{c}+\boldsymbol{\mu}\mathbf{H}+\boldsymbol{\nu}\dot{\mathbf{H}}=0; \tag{18}$$

здесь введен вектор

$$\boldsymbol{\nu}=\iint \sin\theta_0\left(\boldsymbol{\eta}^{\varphi}\frac{\partial\theta_0}{\partial x}-\boldsymbol{\eta}^{\theta}\frac{\partial\varphi_0}{\partial x}\right)dx\,dy.$$

Уравнение (18) является условием разрешимости уравнений (17). Исходя из (17) (в согласии с (18)), исключая член $\infty\boldsymbol{\mu}\mathbf{H}$ получим

$$\ddot{c}\begin{pmatrix}\sin\theta_0\eta^{\theta}-I^{-1}m\dfrac{\partial\theta_0}{\partial x}\\ -\sin\theta_0\eta^{\varphi}-I^{-1}m\dfrac{\partial\varphi_0}{\partial x}\end{pmatrix}+\dot{c}\begin{pmatrix}\varkappa\dfrac{\partial\theta_0}{\partial x}-I^{-1}\alpha\dfrac{\partial\theta_0}{\partial x}\\ \varkappa\sin^2\theta_0\dfrac{\partial\varphi_0}{\partial x}-I^{-1}\alpha\dfrac{\partial\varphi_0}{\partial x}\end{pmatrix}+$$

$$+\dot{\mathbf{H}}\begin{pmatrix}\sin\theta_0\boldsymbol{\eta}^{\theta}-I^{-1}\boldsymbol{\nu}\dfrac{\partial\varphi_0}{\partial x}\\ -\sin\theta_0\boldsymbol{\eta}^{\varphi}-I^{-1}\boldsymbol{\nu}\dfrac{\partial\theta_0}{\partial x}\end{pmatrix}=L\begin{pmatrix}\theta_2\\ \varphi_2\end{pmatrix},\qquad(19)$$

откуда следует, что поправка (θ_2,φ_2) имеет вид (ср. 16)

$$\begin{pmatrix}\theta_2\\ \varphi_2\end{pmatrix}=\ddot{c}\begin{pmatrix}\eta_1^{\theta}\\ \eta_1^{\varphi}\end{pmatrix}+\varkappa\dot{c}\begin{pmatrix}f_1^{\theta}\\ f_1^{\varphi}\end{pmatrix}+\dot{\mathbf{H}}\begin{pmatrix}\boldsymbol{\eta}_1^{\theta}\\ \boldsymbol{\eta}_1^{\varphi}\end{pmatrix},\qquad(20)$$

где функции η_1, f_1, $\boldsymbol{\eta}_1$ определяются лишь характеристиками равновесной задачи. Из уравнения (18) при $\mathbf{H}=\mathbf{h}\sin\omega t$ найдем

$$c=\left(\omega^2+\frac{1}{\tau^2}\right)^{-1}m^{-1}\left(\boldsymbol{\mu}-\frac{\boldsymbol{\nu}}{\tau}\right)\mathbf{h}\left(\sin\omega t-\frac{\cos\omega t}{\omega\tau}\right)+\frac{\boldsymbol{\nu}\mathbf{h}}{\omega m}\cos\omega t.\qquad(21)$$

4. В квадратичном по амплитуде поля приближении ищем решение в виде

$$\begin{aligned}\theta&=\theta_0(x-Vt,y)+\theta_\omega(t,x-Vt,y)+\theta'(t,x-Vt,y),\\ \varphi&=\varphi_0(x-Vt,y)+\varphi_\omega(t,x-Vt,y)+\varphi'(t,x-Vt,y),\end{aligned}\qquad(22)$$

где V — ожидаемая скорость дрейфа (∞h^2), θ_ω, φ_ω — найденные выше линейные по амплитуде поля поправки, θ', φ' — квадратичные по полю поправки. Усредним решение (22) по промежутку времени, большому по сравнению с периодом осцилляций поля, но малому по сравнению с характерным временем дрейфа блоховской линии на расстояние порядка ее «толщины». Например, для $\langle\theta\rangle$ получим

$$\langle\theta\rangle=\theta_0(x-Vt,y)+\langle\theta'(t,x-Vt,y)\rangle.$$

Очевидно, что при таком усреднении вся временная зависимость решения будет сводиться только к сносу со скоростью V, поэтому с точностью до членов ∞h^4 имеем

$$\langle\dot{\theta}\rangle=-V\partial\theta_0/\partial x.\qquad(23)$$

Проведем в уравнении (1) указанное усреднение по времени. Оставляя члены ∞h^2, получим с учетом (23)

$$V\sin\theta_0\begin{pmatrix}-\partial\varphi_0/\partial x\\ \partial\theta_0/\partial x\end{pmatrix}+\varkappa V\begin{pmatrix}\partial\theta_0/\partial x\\ \sin^2\theta_0(\partial\varphi_0/\partial x)\end{pmatrix}-\left\langle\begin{pmatrix}(\partial\bar{E}/\partial\theta)-\dot{\varphi}\sin\theta\\ (\partial\bar{E}/\partial\varphi)+\dot{\theta}\sin\theta\end{pmatrix}\right\rangle_2=$$

$$=L\begin{pmatrix}\langle\theta'\rangle\\ \langle\varphi'\rangle\end{pmatrix}.\qquad(24)$$

Здесь в скобках усреднения с индексом $2(\langle\rangle_2)$ условно выделены члены, квадратичные по поправке $(\theta_\omega,\varphi_\omega)$ и члены с магнитным полем. Повторяя вывод, аналогичный (4)→(5), получаем выражение для скорости

$$V=\alpha^{-1}F, \tag{25}$$

где эффективная сила F состоит из следующих трех частей:

$$F_1=\iint\left(\left\langle\frac{\delta E}{\delta\varphi}\right\rangle_2\frac{\partial\varphi_0}{\partial x}+\left\langle\frac{\delta E}{\delta\theta}\right\rangle_2\frac{\partial\theta_0}{\partial x}\right)dx\,dy,$$

$$F_2=-\iint\langle\dot{\varphi}_\omega\theta_\omega\rangle\cos\theta_0\frac{\partial\theta_0}{\partial x}dx\,dy,$$

$$F_3=\iint dx\,dy\left\{\langle H_x\theta_\omega\rangle\cos\theta_0\frac{\partial\theta_0}{\partial x}+\left\langle H_y,\sin\theta_0\sin\varphi_0\frac{\partial\varphi_0}{\partial x}\varphi_\omega-\right.\right.$$

$$\left.-\cos\theta_0\cos\varphi_0\frac{\partial\varphi_0}{\partial x}\theta_\omega+\sin\theta_0\sin\varphi_0\frac{\partial\theta_0}{\partial x}\theta_\omega-\cos\theta_0\cos\varphi_0\frac{\partial\theta_0}{\partial x}\varphi_\omega\right\rangle+$$

$$\left.+\left\langle H_z,\sin\theta_0\cos\varphi_0\left(\frac{\partial\theta_0}{\partial x}\theta_\omega+\frac{\partial\varphi_0}{\partial x}\varphi_\omega\right)+\cos\theta_0\sin\varphi_0\left(\frac{\partial\theta_0}{\partial x}\varphi_\omega+\frac{\partial\varphi_0}{\partial x}\theta_\omega\right)\right\rangle\right\}. \tag{26}$$

Если оставить в F_1 (26) в выражениях для (θ_ω, φ_ω) главные по амплитуде члены ($c\partial\varphi_0/\partial x$, $c\partial\theta_0/\partial x$), то в силу тождества (5) получим $F_1=0$, поэтому конечный вклад в F_1 обусловлен учетом следующих поправок (16) и (20). Подстановка решений (θ_ω, φ_ω) в (26) приводит к чрезвычайно громоздким выражениям. Нетрудно убедиться, однако, что результат можно представить в следующем простом виде:

$$F=(\omega^2+1/\tau^2)^{-1}(\boldsymbol{\mu}\mathbf{h})(\mathbf{N}\mathbf{h}), \tag{27}$$

где вектор $\mathbf{N}$ определяется только характеристиками равновесной задачи и нет причин для приведения к нулю какой-либо из его компонент N_x, N_y, N_z. Выражение (27) полностью определяет зависимость эффективной силы от частоты, константы затухания, направления и величины поля. По порядку величины (в предположении $\beta\sim K\sim4\pi$) в обычных единицах скорость равна

$$V\sim\frac{\gamma M\delta}{\varkappa}\frac{(\gamma h)^2}{\omega^2+\tau^{-2}},$$

где γ — гиромагнитное отношение, δ — толщина доменной границы.

Выясним закон преобразования выражения для силы F при переходе от решения $\{\theta_0,\varphi_0\}$ (I на рис. 1) к остальным перечисленным выше решениям (II—VIII). В первом члене подынтегрального выражения для F_3 имеем

$$\langle H_x\theta_\omega\rangle\cos\theta_0\frac{\partial\theta_0}{\partial x}\approx\langle H_xc\rangle\cos\theta_0\left(\frac{\partial\theta_0}{\partial x}\right)^2\approx\frac{1}{2}\left(\omega^2+\frac{1}{\tau^2}\right)^{-1}\frac{(\boldsymbol{\mu}\mathbf{h})}{m}\cdot$$

$$\cdot h_x\cos\theta_0\left(\frac{\partial\theta_0}{\partial x}\right)^2. \tag{28}$$

Здесь величины $\boldsymbol{\mu}$ и $\cos\theta_0$ могут отличаться знаками для разных блоховских линий. Так, например, при переходе от решения I $\{\theta_0,\varphi_0\}$ к решению III $\{\pi+\theta_0(-x,-y),\ \varphi_0(-x,-y)\}$ выражение (28) меняет знак. Также просто анализируются все члены в F_3.

В подынтегральном выражении для F_2 (26) необходимо учесть уже следующие поправки в (θ_ω, φ_ω) (16):

$$\left\langle\dot{c}\frac{\partial\varphi_0}{\partial x}+\ddot{c}\eta^\varphi,\ c\frac{\partial\theta_0}{\partial x}+\dot{c}\eta^\theta\right\rangle\cos\theta_0\frac{\partial\theta_0}{\partial x}=$$

$$= \langle \dot{c}\rangle^2 \frac{\partial\varphi_0}{\partial x}\frac{\partial\theta_0}{\partial x}\cos\theta_0\eta^\theta + \langle c\ddot{c}\rangle \left(\frac{\partial\theta_0}{\partial x}\right)^2 \cos\theta_0\eta^\varphi. \tag{29}$$

Функции η^θ, η^φ (8) удовлетворяют уравнениям вида

$$\begin{aligned} -\frac{\partial\theta_0}{\partial x}\sin\theta_0 &= \frac{\delta^2 E}{\delta\varphi^2}\eta^\varphi + \frac{\delta^2 E}{\delta\varphi\,\delta\theta}\eta^\theta, \\ \frac{\partial\varphi_0}{\partial x}\sin\theta_0 &= \frac{\delta^2 E}{\delta\theta^2}\eta^\theta + \frac{\delta^2 E}{\delta\theta\,\delta\varphi}\eta^\varphi, \end{aligned} \tag{30}$$

откуда с очевидностью следует, что при преобразованиях, не меняющих энергию, η^φ преобразуется как функция $\sin\theta_0(\partial\theta_0/\partial x)$, а η^θ — как $\sin\theta_0(\partial\varphi_0/\partial x)$. Таким образом, выражение (29) преобразуется как функция $\sin 2\theta_0(\partial\theta_0/\partial x)$.

Первый член в подынтегральном выражении в F_1 (26) имеет следующий вид:

$$\left\{\frac{1}{2}\frac{\delta^3 E}{\delta\varphi^3}\langle\varphi_\omega{}^2\rangle + \frac{\delta^3 E}{\delta\varphi^2\,\delta\theta}\langle\varphi_\omega\theta_\omega\rangle + \frac{1}{2}\frac{\delta^3 E}{\delta\varphi\,\delta\theta^2}\langle\theta_\omega{}^2\rangle\right\}\frac{\partial\varphi_0}{\partial x}.$$

Рассмотрим здесь, например, первый член. Учитывая в φ_ω разложение до $\ddot{c}$, получаем

$$\frac{\delta^3 E}{\delta\varphi^3}\left\langle\left(c\frac{\partial\varphi_0}{\partial x} + \dot{c}\eta^\varphi + \mathbf{H}\eta^\varphi + \ddot{c}\eta_1{}^\varphi\right)^2\right\rangle\frac{\partial\varphi_0}{\partial x} \approx$$

$$\approx \frac{\delta^3 E}{\delta\varphi^3}\frac{\partial\varphi_0}{\partial x}\left[\langle c^2\rangle\left(\frac{\partial\varphi_0}{\partial x}\right)^2 + \langle\dot{c}^2\rangle(\eta^\varphi)^2 + 2\langle c\mathbf{H}\rangle\eta^\varphi + \langle c\ddot{c}\rangle\frac{\partial\varphi_0}{\partial x}\eta_1{}^\varphi\right].$$

Член $\infty\langle c^2\rangle$ выпадает из окончательного ответа в силу тождества (5). Следующий член $\infty\langle\dot{c}^2\rangle$ преобразуется как $(\delta^3 E/\delta\varphi^3)\partial\varphi_0/\partial x$, т. е. меняет знак при тех преобразованиях, которые включают замену $x\to -x$. Не останавливаясь на таком же, по существу не сложном анализе остальных членов, сформулируем окончательный результат следующим образом. Компоненты N_x, N_z вектора $\mathbf{N}$ (27) одинаковы для решений I, IV, VI, VII и меняют знак при переходе к остальным решениям. Компонента N_y одинакова для решений I, II, V, VI и меняет знак при переходе к III, IV, VII, VIII, т. е. она пропорциональна магнитному моменту линии. Скачок магнитного момента границы $\boldsymbol{\mu}$ меняет знак при переходе (I, III, V, VII)→(II, IV, VI, VIII) (см. рис. 1).

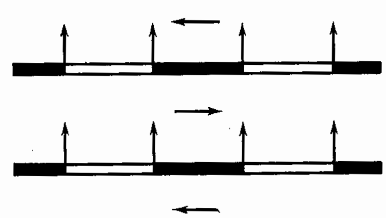

Рис. 2

В [1, 2] наблюдается движение всех линий в одной границе в одну сторону, а в соседней границе — в противоположную, причем наиболее эффективна x-компонента внешнего поля. Для объяснения этого правила, как мы видим, необходимо определенное согласование, а именно: магнитные моменты всех блоховских линий должны быть направлены в одну сторону (рис. 2). Действительно, пусть внешнее поле имеет только x-компоненту; тогда направление силы (27) определяется множителем $\mu_x N_x h_x{}^2$, который, как нетрудно убедиться, преобразуется необходимым образом. При появлении y-компоненты поля возникает добавка $\infty\mu_x h_x N_y h_y$, которая имеет для такой структуры (рис. 2) разный знак для соседних линий и зависит от знака h_y. Таким образом, при небольшом отклонении поля от оси x линии будут дрейфовать, сохраняя прежнее направление, но с разной величиной скорости. Компонента поля H_z работает, в принципе, так же, как и H_x, однако в [1, 2] она не может быть существенной из-за эффектов размагничивания (образец имеет форму пластинки, лежащей в плоскости (x, y)). Описанная картина качественно соответствует экспериментальным данным [1, 2].

Дрейф линий приводит к увеличению [8] плотности на одном краю данной блоховской границы и разрежению на другом. Большое расстояние между линиями соответствует метастабильному состоянию, поэтому там зарождаются [2] новые линии. Причем ориентация их магнитных моментов должна соответствовать направлению дрейфа от края пластинки, в противном случае линии выталкиваются из пластинки.

Авторы благодарят В. К. Власко-Власова, В. С. Горнакова, Л. М. Дедуха, В. И. Никитенко, В. Г. Сыногача за полезное обсуждение работы.

Литература

1. *Dedukh L. M., Gornakov V. S., Nikitenko V. I.* Phys. Stat. Sol. (a), 1983, 75, 117.
2. *Горнаков В. С., Дедух Л. М., Никитенко В. И.* ЖЭТФ, 1984, 86, 1505.
3. *Schlömann E.* IEEE Transactions on magnetics, 1975, 11, 1051.
4. *Лифшиц Е. М.* ЖЭТФ, 1945, 15, 97.
5. *Дедух Л. М., Никитенко В. И., Полянский А. А.* ЖЭТФ, 1980, 79, 605.
6. *Горнаков В. С. Дедух Л. М., Никитенко В. И., Сыногач В. Т.* ЖЭТФ, 1986, 90, 2019.
7. *Никитенко В. И., Горнаков В. С., Дедух Л. М., Кабанов Ю. П.* Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, 402.
8. *Горнаков В. С., Дедух Л. М., Кабанов Ю. П., Никитенко В. И.* ЖЭТФ, 1982, 82, 2007.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
7.V.1986

DRIFT OF BLOCH LINES IN AN OSCILLATING FIELD

S. V. Iordansky, V. I. Marchenko

A theory of drift of Bloch lines in ferromagnets located in an external time-oscillating and spatially homogeneous magnetic field is developed. The dependence of the drift velocity on the field frequency, amplitude and direction is elucidated.