ВИХРЕТОКОВЫЕ ПОТЕРИ В МАГНИТНЫХ МАТЕРИАЛАХ С НЕОДНОМЕРНЫМИ ДОМЕННЫМИ СТЕНКАМИ

И.А.Бугрий, Б.А.Иванов

Институт металлофизики АН Украины, Киев
(Поступила в Редакцию 21 сентября 1992 г.)

Предсказан новый вклад в вихретоковые потери в магнетиках с малой анизотропией, в доменных стенках которых существуют магнитные неоднородности типа блоховских линий или магнитных вихрей. Этот вклад обусловлен динамикой магнитных неоднородностей в доменной стенке за счет гироскопической силы, возникающей при движении стенки. Потери характеризуются необычной зависимостью от толщины пленки, в частности, поглощение на единицу объема пленки не обращается в ноль при стремлении к нулю толщины пленки.

Вихретоковые потери в магнитных материалах изучаются с начала нашего столетия [1,2]. Их анализ представляет собой важную проблему прикладной физики магнетизма. Вихретоковые потери (ВТП) связаны с изменением магнитной индукции $\mathbf{B}$ во времени, т.е. с существованием величины $\frac{d\mathbf{B}}{dt}$, приводящей к возникновению вихревых токов с плотностью $\mathbf{j}$. Плотность мощности потерь W_B (на единицу объема образца) можно найти по формуле

$$W_B = \frac{\rho}{V}\int_V \mathbf{j}^2 d^3\mathbf{r},$$

где ρ — удельное электросопротивление, которое предполагается однородным, V — объем ферромагнетика.

Обычно изучаются ВТП, связанные с изменением суммарной намагниченности образца, т.е. изменением относительного объема доменов с различными направлениями намагниченности, и обусловленные, в конечном итоге, динамикой доменных границ (ДГ). Для стандартной геометрии задачи (плоскопараллельная пластина, толщина которой l много меньше всех других размеров, намагничиваемая вдоль поверхности) мощность потерь убывает с уменьшением толщины пластины. Например, в пределе так называемых классических потерь (при условии, когда размер домена $D \ll l$, и изменение индукции $B(t)$ можно считать однородным) для мощности ВТП на единицу объема получается

$$W_{cl} = \frac{1}{12}\left\langle\frac{dB}{dt}\right\rangle^2 \frac{l^2}{\rho c^2}, \tag{1}$$

где $\langle dB/dt\rangle$ означает среднее по образцу значение dB/dt, см. подробнее [2].

В магнетиках со слабой анизотропией структура ДГ может быть неоднородной вдоль линии ДГ, например ДГ со структурой «цепочек» или «тире» в тонких пленках железа ([1], стр. 799, [2]) или ДГ с системой блоховских линий в железо-иттриевом гранате [3,4]. Обычный механизм ВТП, обусловленный движением ДГ, не зависит от структуры ДГ. Действительно, поскольку $\langle \frac{dB}{dt} \rangle = 2(v/D)4\pi M_0$, M_0 — намагниченность насыщения, единственный параметр, связанный с характеристикой движения ДГ (ее скорость v) выражается через непосредственно измеряемую величину $\langle \frac{dB}{dT} \rangle$. Поэтому, насколько нам известно, влияние структуры ДГ (блоховской, неелевской, неоднородной) на характер ВТП не обсуждалось.

Как мы покажем, при наличии магнитных неоднородностей в ДГ может возникнуть новый механизм ВТП, обусловленный перемещением магнитных неоднородностей в самой ДГ, и как следствие — изменением намагниченности ДГ в трудном направлении. Магнитные неоднородности типа обсуждаемых выше («перетяжки» в ДГ со структурой типа цепочек, блоховские линии) обладают свойствами магнитных вихрей, то есть при обходе вокруг такой неоднородности намагниченность разворачивается на 360 градусов. Как показано Слончевским и Тилем [6,7] (см. также монографию [5]), это приводит к появлению так называемой гиротропной силы F_g, действующей на магнитную неоднородность при движении ДГ со скоростью v, и смещающую эту неоднородность вдоль ДГ. Величина $F_g = Gv$, константа G может быть вычислена в каждом конкретном случае. Для 180-градусной ДГ в пленке толщиной l величина $G = 4\pi M_0 l/g$, g — гиромагнитное отношение. Смещение блоховских линий (БЛ) под действием гиросилы наблюдались в ряде экспериментов [3,4]. Хотя этот механизм обусловлен изменением $B(t)$ в относительно малом объеме образца (порядка суммарного объема доменных границ), мы покажем, что его вклад может оказаться не малым по сравнению с вкладом классических ВТП (1).

Расчет ВТП, обусловленных движением магнитных неоднородностей, проведем на основе простой модели. Будем считать, что в образце магнетика в форме плоскопараллельной пластины толщиной l имеется плоскопараллельная структура 180-градусных ДГ, причем расстояние между ДГ равно D. В каждой границе имеется система БЛ, перпендикулярных поверхности образца, расстояние между БЛ равно d. Будем считать, что ДГ является блоховской, т.е. намагниченность в ДГ вне области, занятой БЛ, перпендикулярна поверхности образ-

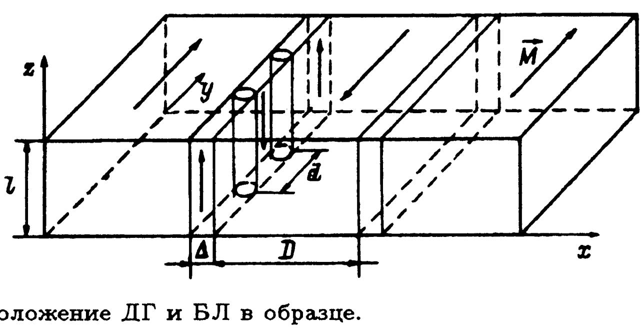

Рис. 1. Расположение ДГ и БЛ в образце.
Стрелками указано направление намагниченности в доменах и центрах доменных стенок.

ца (рис. 1). Такая геометрия характерна для не очень тонких пленок, толщина которых l больше толщины ДГ Δ, и реализуется, например, в структуре «тире» пленок железа или ДГ железо-иттриевого граната.

Если считать, что кристалл намагничивается вдоль оси y, то ДГ движутся вдоль оси x со скоростями $\pm v$, а БЛ — вдоль ДГ, т.е. вдоль оси y, со скоростями $\pm u$, $u = Gv/\eta_L$, где η_L — коэффициент вязкого трения БЛ на единицу ее длины.

Характер движения ДГ однозначно определен: соседние ДГ имеют скорости разного знака, при этом среднее по кристаллу значение $d\mathbf{B}/dt$ направлено вдоль оси y. Что касается вклада движения БЛ, то при смещении БЛ вдоль ДГ на величину Δy вблизи БЛ происходит изменение $B_z = 4\pi M_z$ на величину $\pm 4\pi \cdot 2M_0(\Delta y)\sin\theta(x)$, где θ — угол между намагниченностью в ДГ и плоскостью пластины (xy). Таким образом, при смещении БЛ возникает изменение z-проекции суммарной намагниченности ДГ. Возможны два варианта, характеризующиеся различным относительным направлением скоростей соседних БЛ, т.е. соотношением знаков их констант гиросилы G. Если соседние БЛ движутся навстречу друг другу, то усредненная по ДГ величина $dB_z/dt \neq 0$, величина dB_z/dt равна $(8\pi M_0 u/d)\sin\theta(x)$. Если же БЛ движутся в одном направлении, то вблизи каждой БЛ $dB_z/dt \neq 0$, но среднее по ДГ значение $dB_z/dt = 0$.

Рассмотрим вклад индуктивных токов, вызванных величиной dB_z/dt, возникающей за счет движения БЛ. Поскольку рассматривается вклад величины dB_z/dt, то из уравнений для плотности индукционного тока $\mathbf{j}$ [2]

$$\operatorname{rot}\mathbf{j} = -\left(\frac{1}{c\rho}\right)\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t}, \quad \operatorname{div}\mathbf{j} = 0,$$

следует, что достаточно рассмотреть только две проекции: j_x и j_y. Так как нам неизвестны данные о характере движения магнитных неоднородностей в ДГ реальных магнитомягких материалов, рассмотрим различные варианты движения БЛ.

Рассмотрим задачу о ВТП от одной ДГ в образце конечных размеров $2a$ и $2b$ вдоль осей x и y соответственно (рис. 2).

Начнем с анализа случая, когда БЛ движутся навстречу друг другу, и среднее по ДГ значение $dB_z/dt \neq 0$. Будем считать, что расстояние между отдельными БЛ d мало по сравнению с характерными размерами задачи a и b (реально необходимо только неравенство $d \ll b$). Тогда распределение dB_z/dt в ДГ можно считать однородным. Обычно можно считать, что $\sin\theta = \operatorname{th}(x/\Delta)$, Δ — толщина ДГ. Если интересоваться только распределением тока на больших по сравнению с толщиной ДГ расстояниях, можно заменить плавное распределение δ-функционным, $\sin\theta \to \pi\Delta\delta(x)$. Тогда мы приходим к задаче о квазистационарном токе, плотность которого вне области ДГ определяется

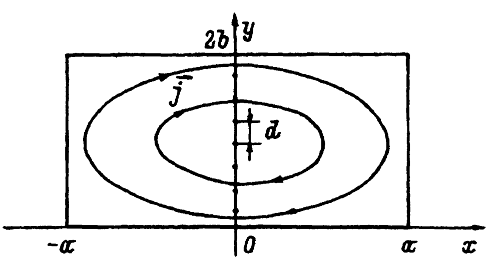

Рис. 2. Распределение линий тока в образце с одной ДГ при движении БЛ, обозначенных точками на линии ДГ, в разные стороны.

уравнениями $\operatorname{rot}\mathbf{j} = 0$, $\operatorname{div}\mathbf{j} = \mathbf{0}$, а значения j_y справа и слева от ДГ удовлетворяют условию

$$\delta j = j_y{}^{(+)} - j_y{}^{(-)} = (\pi\Delta/c\rho)(dB/dt)_m,$$

где $(dB/dt)_m$ — максимальное значение скорости изменения магнитной индукции, $(dB/dt)_m = 8\pi M_0 u/d$.

Решение легко находится в виде рядов Фурье

$$j_x = \sum_{n=0}^{\infty} \cos\left(\frac{\pi y(2n+1)}{2b}\right) \delta j \left[\operatorname{th}\frac{\pi a(2n+1)}{2b} \operatorname{ch}\frac{\pi x(2n+1)}{2b} \pm \operatorname{sh}\frac{\pi x(2n+1)}{2b}\right],$$
$$j_y = \sum_{n=0}^{\infty} \sin\left(\frac{\pi y(2n+1)}{2b}\right) \delta j \left[\operatorname{th}\frac{\pi a(2n+1)}{2b} \operatorname{sh}\frac{\pi x(2n+1)}{2b} \pm \operatorname{ch}\frac{\pi x(2n+1)}{2b}\right]. \tag{3}$$

Знаки (+) и (−) отвечают областям справа и слева от ДГ соответственно. Расчет интенсивности вихретоковых потерь на единицу объема образца дает формулу

$$W = \frac{4\pi\Delta^2}{\rho c^2}\left(\frac{dB}{dt}\right)_m^2 \frac{b}{a}\sum_{n=0}^{\infty}\left(\frac{1}{2n+1}\right)^3 \operatorname{th}\frac{\pi a(2n+1)}{2b}, \tag{4}$$

в предельных случаях $b \gg a$ и $b \ll a$

$$W = \frac{4\pi\Delta^2}{\rho c^2}\left(\frac{dB}{dt}\right)_m^2 \begin{cases} (7/8)\zeta(3)(b/a) \approx 1.05(b/a), & b \ll a \\ \pi^3/16 \approx 1.94, & b \gg a \end{cases} \tag{4'}$$

Таким образом, динамика БЛ дает конечный вклад в величину ВТП на единицу объема образца конечных размеров при $b \gg a$.

В случае, когда БЛ двигаются в одном направлении, значения величины dB_z/dt в соседних БЛ имеют различные знаки. При этом среднее по ДГ значение dB_z/dt равно нулю, и токи локализованы лишь в области порядка расстояния между БЛ (d). В этом случае удельная мощность ВТП за счет движения БЛ оценивается формулой

$$W_\uparrow = \frac{(dB/dt)_m^2}{2\rho c^2}\left(\frac{\Delta}{a}\right)\left(\frac{r^2}{d^2}\right) r^2 \ln\left(\frac{d}{r}\right), \tag{5}$$

где r — размер БЛ, и эта мощность мала, когда размер образца в направлении оси a больше, чем размер ДГ.

Таким образом, при наличии одной ДГ в образце конечных размеров, в естественном предположении, что размеры образца велики по сравнению с толщиной ДГ, удельная мощность ВТП мала при движении БЛ в одном направлении. Если же соседние БЛ движутся в различных направлениях, то удельная мощность ВТП не мала, и может даже не зависеть от объема образца при $b \gg a$. В этой ситуации динамика БЛ может давать вклад в ВТП, заметный по сравнению со вкладом классических ВТП.

Рассмотрим теперь случай, когда размер образца вдоль оси x бесконечный, и в образце присутствует периодическая структура ДГ с периодом $2D$. Если среднее по ДГ значение величины dB_z/dt отлично от нуля (в противном случае ВТП определяются формулой (5) и их учет не важен), то ситуация становится еще более благоприятной для проявления эффекта. При этом важно, какие знаки имеет величина dB_z/dt в соседних ДГ.

Если в соседних ДГ знаки величин dB_z/dt противоположные, то задача сводится к рассмотренной выше. Формулы для токов j_x, j_y и интенсивности ВТП получаются из (3) и (4,4′) соответственно заменой $a \to D$. В этом случае значение удельной интенсивности ВТП максимально (и, как для классических ВТП, не зависит от периода доменной структуры), когда период доменной структуры D мал по сравнению с размером пластины вдоль оси y (при $D \ll b$):

$$W \approx 24.3 \left(\frac{\Delta^2}{\rho c^2}\right) \left(\frac{dB}{dt}\right)_m^2 . \tag{6}$$

Если же в соседних ДГ знаки величин dB_z/dt одинаковые, то расчет удельной мощности ВТП дает

$$W = \frac{4\pi\Delta^2}{\rho c^2} \left(\frac{dB}{dt}\right)_m^2 \left(\frac{b}{D}\right) \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{1}{2n+1}\right)^3 \frac{1}{\mathrm{th}[\pi D(2n+1)/2b]}, \tag{7}$$

в предельных случаях малых и больших D

$$W = \frac{4\pi\Delta^2}{\rho c^2} \left(\frac{dB}{dt}\right)_m^2 \begin{cases} (7/8)\zeta(3)(b/D) \approx 1.05(b/D), & b \ll D \\ (15/8\pi)\zeta(4)(b/D)^2 \approx 0.64(b/D)^2, & b \gg D \end{cases} \tag{7′}$$

Значение интенсивности ВТП максимально при выполнении довольно разумного условия $D \ll b$. Итак, из всех возможных геометрий максимальное значение ВТП за счет движения БЛ достигается тогда, когда 1) в данной ДГ магнитные неоднородности движутся навстречу друг другу, и dB_z/dt в ДГ отлично от нуля; 2) движение магнитных неоднородностей в соседних ДГ синхронно, и dB_z/dt в них имеет одинаковые знаки; 3) размер домена много меньше размера пластины вдоль направления доменных границ, $D \ll b$ (толщина пластины, как уже отмечалось, в результат не входит.) При выполнении этих трех условий вихретоковые потери максимальны, их удельная мощность определяется формулой

$$W = W^{(\max)} = 8.04 \left(\frac{\Delta^2}{\rho c^2}\right) \left(\frac{dB}{dt}\right)_m^2 \left(\frac{b}{D}\right)^2 , \tag{8}$$

и растет с уменьшением размера домена. Если нарушаются условия 3) или 2), то значение W остается конечным при увеличении всех размеров образца. При этом ВТП определяются формулой (8) с заменой $(b/D)^2$ на $1.64(b/D)$ или формулой (4) соответственно. При нарушении условия 1) для образца, размеры которого велики по сравнению с размером доменов или расстояниями между БЛ в ДГ, вкладом динамики БЛ в ВТП можно пренебречь.

В заключении работы сравним величину $W^{(\max)}$ (8) со стандартным значением интенсивности вихретоковых потерь $W_{\text{кл}}$ (1). Величину $(dB/dt)_m$ оценим как $4\pi \cdot 2M_0u/d$, где u — скорость БЛ, d — расстояние между БЛ. Соответственно в формуле для W заменим (dB/dt) на $8\pi M_0v/D$, v — скорость ДГ, D — размер домена. Тогда для отношения вклада динамики БЛ (в наиболее благоприятном для эффекта случае) и ДГ (в классическом пределе $D \ll l$) в ВТП получается

$$\frac{W^{(\max)}}{W_{\text{кл}}} \approx 96.5\left(\frac{\Delta}{l}\right)^2\left(\frac{u}{v}\right)^2\left(\frac{b}{d}\right)^2. \tag{9}$$

При учете реального движения ДГ интенсивность ВТП может быть в несколько раз больше, чем $W_{\text{кл}}$ [2], что может уменьшить численный множитель в (9). Оценим зависимость этой величины от параметров материала. Это отношение содержит малый параметр — отношение толщины доменной границы к толщине пластины, но для тонких пленок его значение не очень мало. (Отметим, что рассмотренная нами геометрия задачи предполагает наличие блоховских ДГ и выполнение неравенства $l > \Delta$). С другой стороны, в соответствии с теорией гиросилы, значение $(u/v) \approx G/\eta_L$ содержит в знаменателе малую величину константы затухания и может быть велико (в экспериментах [4] наблюдались значения $(u/v) > 10$). Если считать, что расстояние между БЛ сравнимо с размером домена D, то $(b/d)^2 \sim (b/D)^2$, и тоже не мало. Для образца в виде широкой тонкой ленты ($b \gg l$) большим параметром можно также считать отношение ширины ленты к размеру домена. Таким образом, оценка показывает, что динамика магнитных неоднородностей типа БЛ в ДГ может давать большой вклад в интенсивность вихретоковых потерь, сравнимый или превосходящий стандартный вклад от движения доменных стенок.

Мы благодары В.Г. Барьяхтару, Вл. Комберскому и Б.Н. Филиппову за обсуждение работы.

Список литературы

[1] Вонсовский С.В. Магнетизм. М. (1971), 1032 с.
[2] Филиппов Б.Н., Танкеев А.П. Динамические эффекты в ферромагнетиках с доменной структурой. М. (1987).
[3] Четкин М.В., Звездин А.К., Гадецкий С.Н., Гомонов С.В., Смирнов В.Б., Курбатова Ю.Н. ЖЭТФ **94**, 269. (1988).
[4] Горнаков В.С., Дедух Л.М., Кабанов Ю.П., Никитенко В.И. ЖЭТФ **82**, 2007. (1982).
[5] Малоземов А., Слонзуски Дж., Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М. (1982), 382 с.
[6] Slonczewski J. JAP. **45**, 2706. (1974).
[7] Thiele A. JAP. **45**, 375. (1974).