

Динамическая перестройка доменной структуры и связанные с ней магнитные потери в проводящих магнитомягких монокристаллических пластинах во вращающихся магнитных полях

В.Ф. Тиунов, Б.Н. Филиппов

Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, г. Екатеринбург, 620219, Россия

E-mail: filbor@imp.uran.ru

Статья поступила в редакцию 29 декабря 2009 г.

Проведены экспериментальные исследования магнитных потерь и динамического поведения доменных структур в проводящих монокристаллических пластинчатых образцах железокремнистых монокристаллов, помещенных во вращающееся магнитное поле. Все особенности магнитных потерь удалось интерпретировать на основе наблюдаемых особенностей динамической перестройки доменных структур.

Проведено експериментальні дослідження магнітних втрат і динамічної поведінки доменних структур у провідних монокристалічних пластинчастих зразках залізокремністих монокристалів, які поміщені в обертове магнітне поле. Усі особливості магнітних втрат удалося інтерпретувати на основі особливостей динамічної перебудови доменних структур, які спостерігаються.

PACS: 75.50.Bb Железо и его сплавы;

75.60.-d Доменные эффекты, намагниченность и гистерезис.

Ключевые слова: доменная структура, доменные стенки, магнитные потери, магнитно-мягкие материалы.

Проблема магнитных потерь является одной из ключевых проблем физики проводящих магнитных материалов. Ранее (см., например, [1]) природу потерь пытались свести к так называемым «дополнительным» (или «аномальным») потерям неизвестной природы, отличным от вихретоковых и гистерезисных.

Дополнительными потерями назвали разницу между экспериментально измеренными и рассчитанными потерями. Вихретоковая часть потерь вычислялась исходя из обычных электродинамических представлений в предположении о средней постоянной проницаемости магнитного вещества. Поиски дополнительных потерь долго не давали результатов. Ситуация изменилась после появления знаменитой работы Вильямса, Шокли и Киттеля [2], выполненной на таких образцах, которые позволяли провести точные экспериментальные измерения и одновременно выполнить точные вычисления.

Было показано, что учет доменной структуры (ДС) ликвидирует проблему дополнительных потерь. В работе [3] установлено, что магнитные потери пропорциональны ширине доменов. В дальнейшем выясни-

лось, что в переменных полях в образцах может происходить не только колебательное движение доменных границ (ДГ), но и динамическое преобразование их структуры и формы, а также глобальное динамическое преобразование всей ДС. Это приводит к нелинейной зависимости магнитных потерь от частоты изменения индукции и ширины доменов [4,5]. Установлено также, что потери тем больше, чем больше ширина доменов. Таким образом, был выявлен главный физический параметр (ширина доменов), воздействуя на который можно существенно уменьшить вихретоковые, а следовательно, и полные магнитные потери.

Указанные успехи достигнуты в случае воздействия на образец линейно поляризованного поля, ориентированного вдоль оси легкого намагничивания (ОЛН). Однако существует огромный арсенал устройств, работа которых основана на использовании вращающихся магнитных полей. Можно предположить, что потери в этом случае также связаны с динамическими особенностями поведения ДС. Однако из-за трудностей наблюдения динамической ДС и больших трудностей

расчета потерь в такой ситуации проблема потерь во вращающихся магнитных полях остается практически не решенной. Для понимания природы потерь необходимы наблюдения поведения ДС сразу на всей поверхности образца.

В данной работе приведены убедительные свидетельства того, что во вращающихся магнитных полях, так же как и в линейно поляризованных, определяющую роль в формировании магнитных потерь играет динамическое поведение ДС. Таким образом, развитие теоретических представлений о высокоскоростной динамике доменных стенок, в значительной степени связанных с работами В.Г. Барьяхтара с соавторами (см., например, [6–8]), актуально не только для разработки современных систем электроники и записи информации, но и для традиционных проблем магнитных потерь в магнитно-мягких ферромагнетиках.

Методика эксперимента

Все измерения проведены на монокристаллических дисках Fe–3%Si диаметром 18,0 мм и толщиной от 0,08 до 0,4 мм. Плоскость образца была отклонена от поверхности типа (110) на угол $\beta \approx 0–2,5^\circ$. После вырезки электроискровым способом из большого кристаллита образец шлифовали и полировали алмазными пастами. Для снятия механических напряжений образец отжигали в вакууме при 1000 °С в течение 2 часов. Его ДС выявлялась меридиональным эффектом Керра и регистрировалась с помощью цифрового фотоаппарата. Время экспозиции каждого кадра составляло около 8,0 мкс и определялось длительностью вспышки используемой в работе импульсной осветительной лампы. Ее работа синхронизировалась изменением магнитного поля в электромагнитах, в которых создавалось вращающееся магнитное поле [9]. Используемая система синхронизации позволяла регистрировать ДС образца при любом направлении поля, отсчитываемого от проекции ОЛН [001] на плоскость образца. Наблюдения ДС проведены в интервале индукций 0,25–1,7 Тл при частоте вращения поля 50 Гц.

Результаты экспериментов

На рис. 1 представлена удельная мощность потерь P_v на вращательное перемагничивание в зависимости от амплитудного значения индукции B_m для пластин разной толщины. При рассмотрении этого рисунка виден ряд неожиданных фактов.

1. При всех B_m величина потерь P_v оказывается в 2–3 раза выше, чем их значения P_l , найденные для случая линейно поляризованного поля.

2. Зависимость мощности потерь P_v от B_m вопреки ожиданиям оказывается нелинейной. При некотором значении $B_m = B_{mk}$ наблюдается максимум P_v .

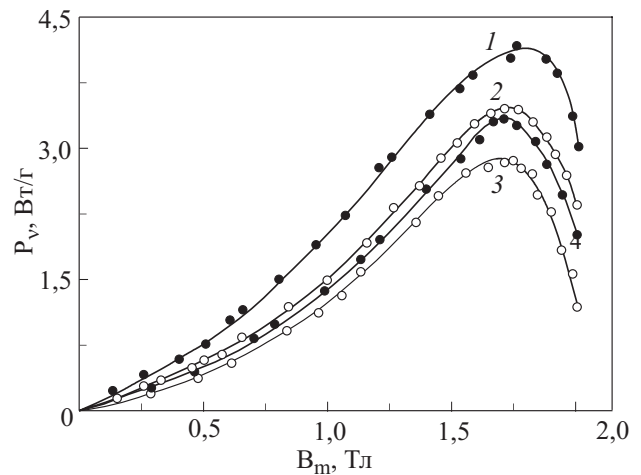


Рис. 1. Удельная мощность потерь P_v на вращательное перемагничивание в зависимости от амплитудного значения индукции для образцов с $\beta = 1,5^\circ$ разной толщины d , мм: 0,4 (1), 0,25 (2), 0,18 (3), 0,08 (4).

3. При уменьшении толщины образца d величина B_{mk} уменьшается.

В образцах заданной толщины немонотонная зависимость $P_v(B_m)$ наблюдалась, например, в [10]. Здесь мы показали, что она существует в широкой области толщин образцов.

На рис. 2 приведены зависимости $P_v(d)$ для значений индукции 1,0 и 1,7 Тл и двух значений угла наклона β поверхности пластины относительно кристаллографической плоскости (110). Видно, что с уменьшением толщины образца потери уменьшаются, достигают минимума при $d = 0,15–0,18$ мм, а затем растут. Для $B_m = 1,0$ Тл во всем диапазоне d потери в образцах с $\beta = 0$ превышают их значения на монокристаллах с $\beta = 1,5^\circ$. Ситуация несколько изменяется, когда потери соответствуют $B_m = 1,7$ Тл.

Исследовано также динамическое поведение ДС при разных амплитудных значениях индукции. На

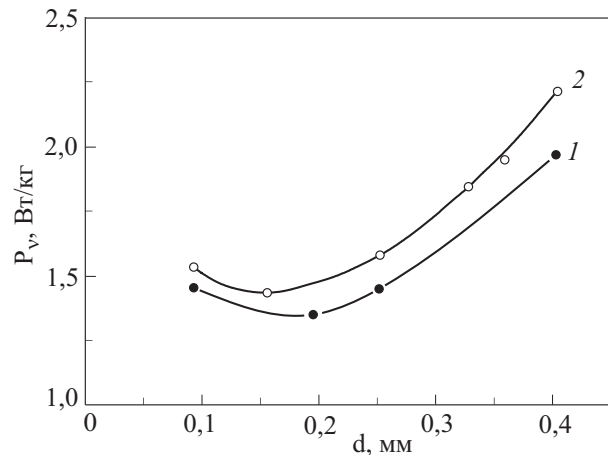


Рис. 2. Удельная мощность потерь P_v в зависимости от толщины образца d для $B_m = 1,0$ Тл. 1,2 — образцы с $\beta = 1,5^\circ$ и $\beta = 0$ соответственно.

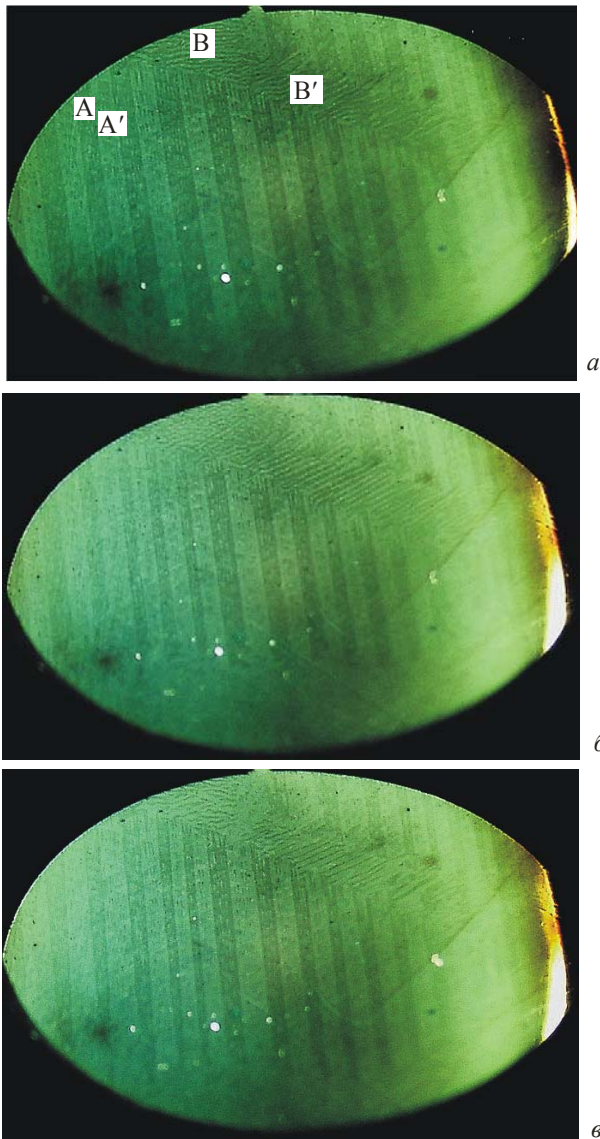


Рис. 3. Мгновенный вид доменной структуры монокристалла при различных направлениях вращающегося магнитного поля: $\alpha = 0$ (а), 90° (б), 180° (в); $B_m = 0,5$ Тл.

рис. 3 приведены три фотографии, отражающие вид ДС при $B_m = 0,5$ Тл и различных мгновенных ориентациях поля \mathbf{H} относительно оси $[001]$, описываемых углом α . В частности, рис. 3,а соответствует $\alpha = 0$, т.е. моменту времени t , когда $\mathbf{H} \parallel [001]$ (совпадает с проекцией \mathbf{M} на плоскость поверхности пластины). Рисунок 3,б отражает случай $\alpha = 90^\circ$, т.е. момент t , при котором \mathbf{H} перпендикулярно $[001]$ и, наконец, рис. 3,в отвечает ситуации, когда $\alpha = 180^\circ$. Видно, что на рассматриваемом полуцикле поворота магнитного поля перемагничивание образца идет в основном за счет смещения 180° -градусных границ основной полосовой ДС (домены А).

На рис. 3 видна также структура с доменами, ширина которых во много раз меньше ширины основных доменов. Они направлены под углом к А-доменам. По

установившейся терминологии (см., например, [5]) ее называют В-структурой. Она несквозная, и ее расшифровку можно найти в [5]. При отсутствии внешнего магнитного поля В-структура обычно возникает вблизи краев образца. Структура, аналогичная В, может возникать и в местах локальных напряжений. Ориентация доменов в этом случае иная, чем в структуре В, и потому мы ее называем структурой В'.

При больших B_m динамическое поведение ДС изменяется. Так, при $B_m = 1,3$ Тл (см. рис. 4) появляются новые эффекты: например сильное дробление ДС (сравни число доменов основной ДС на рис. 4 и 3). Большой вклад в перемагничивание образца дает движение торцов В и В'-структуры. Причина сильного динамического дробления ДС, наблюдаемого нами, заключается в наличии на поверхности образца ДС в виде каплевидных доменов. Некоторые из них в процессе изменения поля

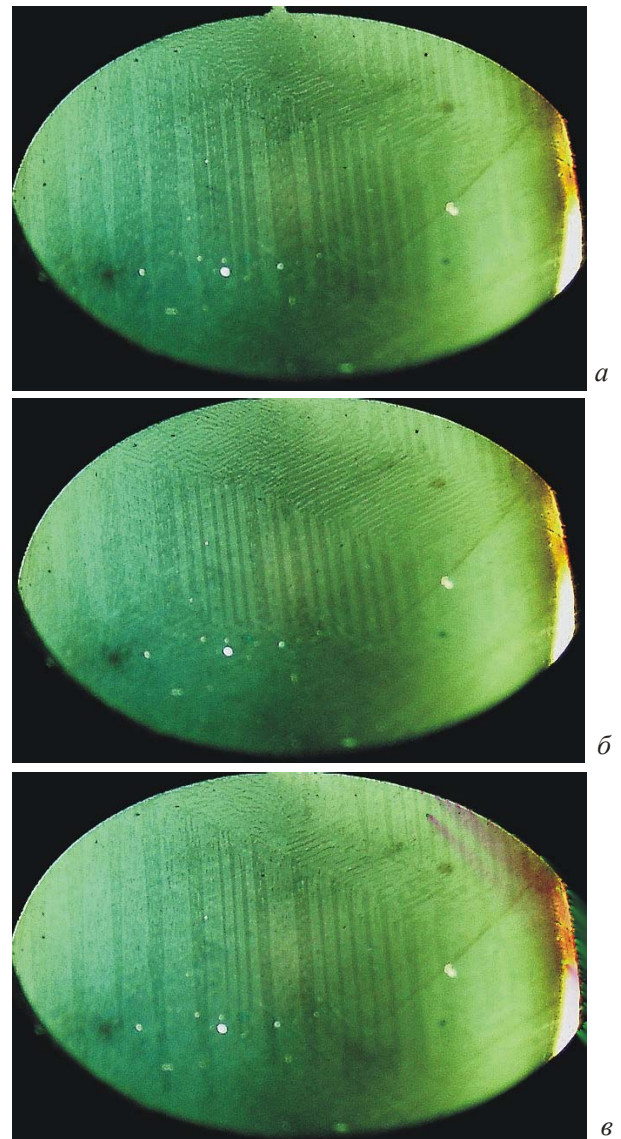


Рис. 4. То же, что и на рис. 3, но при $B_m = 1,3$ Тл.

выступают в качестве зародышей перемагничивания, прорастающих в определенной стадии изменения поля.

Наконец, на рис. 5 видно, что с ростом индукции дальнейшее дробление ДС не наблюдается. Более того, при указанной индукции число основных доменов уменьшается по сравнению со случаем, приведенным на рис. 4 [11]. Перемагничивание образца при этом идет исключительно путем роста доменов B -структуры.

При индукциях B_m в интервале 1,5–1,7 Тл полосовая ДС на поверхности образца не обнаружена в течение полного цикла поворота поля. В образцах более тонких, чем рассмотренные выше, описанные процессы происходят при меньших B_m .

Обсуждение результатов

Прежде всего покажем, что учет движения границ основной ДС при сравнительно малых индукциях (при которых отсутствует движение границ B -структуры)

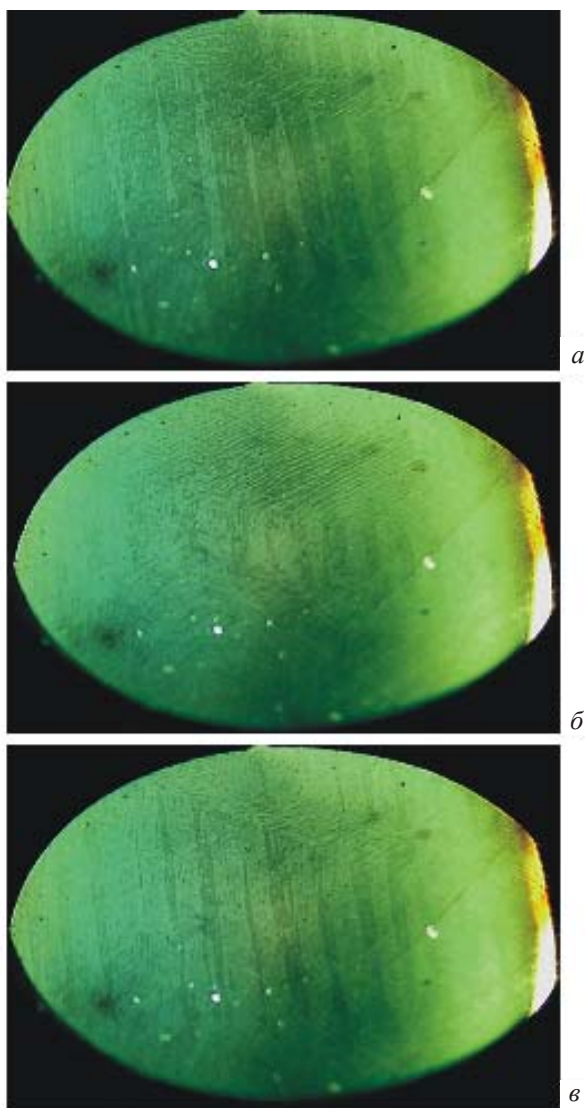


Рис. 5. То же, что и на рис. 3, но при $B_m = 1,5$ Тл.

может приводить к результатам, адекватным экспериментальным данным.

Были исследованы особенности смещения 180-градусных границ полосовой ДС в течение всего цикла перемагничивания при $B_m < 1,0$ Тл. При различных углах α поворота \mathbf{H} относительно \mathbf{M} полосовых доменов последовательно регистрировался вид ДС. Затем планиметрированием положения всех границ на поверхности образца определялись их координаты x_i при каждом значении α_i . Здесь i нумерует конкретные значения α . Зависимость смещения границ по мере поворота \mathbf{H} имеет характер, близкий к синусоидальному: $x_i = X_{mi} \sin \alpha_i$, где X_{mi} — амплитуда смещения i -границы.

Предположим, что удельная мощность потерь, обусловленная смещением 180-градусных ДГ при малых $B_m (< 1,0$ Тл), пропорциональна квадрату амплитуды скорости их движения

$$P_v = kv^2,$$

где k — коэффициент, определяемый из измерений потерь при каком-либо значении B_m .

Располагая измеренными зависимостями $x_i = f(\alpha_i)$, полученными при различных B_m , нетрудно определить среднее значение амплитуды смещения ДГ X_{mav} для каждого B_m . Поскольку при указанных индукциях движение границ близко к синусоидальному, то из измеренных X_{mav} нетрудно определить амплитудное значение средней скорости их движения, равное $v = \omega X_{mav}$, где ω — круговая частота вращения поля, и определить потери. Найденные данные приведены на рис. 6. Видно, что между вычисленными и непосредственно измеренными потерями имеется достаточно хорошее соответствие. Это свидетельствует о том, что при невысоких значениях индукции магнитные потери определяются главным образом смещением 180-градусных границ полосовой ДС.

При дальнейшем увеличении индукции ($B_m > 1$ Тл) возникает динамическое дробление ДС. Это могло бы сильно замедлить рост потерь при увеличении B_m . Однако важную роль начинает играть движение торцевых границ B -структуры. Скорость этих границ велика, поскольку они пробегают при фиксированной частоте ω большие расстояния (соизмеримые с размерами образца), значительно больше скорости границ основных доменов (пробегающих расстояния, соизмеримые с шириной этих доменов). Это должно приводить к дальнейшему росту потерь на вихревые токи при повышенных индукциях. Ограничимся качественными пояснениями этого, основанными на наших прежних исследованиях угловой зависимости магнитных потерь (см. в [5]). Заметим, однако, что поскольку в [5] были рассмотрены образцы в виде длинных и тонких полос, то значения B_m , при которых важную роль начинали играть границы B -структуры, были несколько ниже, чем в образцах в виде шайб, исследованных в данной ра-

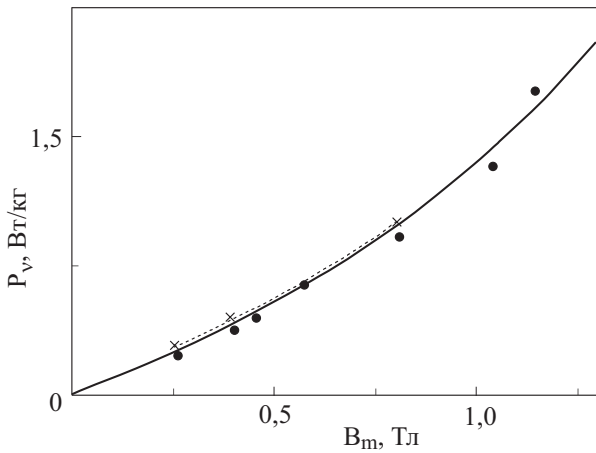


Рис. 6. Измеренная (сплошная кривая) и вычисленная (штриховая кривая) удельные мощности потерь в образце с $d = 0,25$ мм, $\beta = 1,5^\circ$.

боте. Итак, в линейно поляризованном поле, направленном под углом α к ОЛН, были получены данные, представленные на рис. 7.

Видно, что зависимость вихретоковой составляющей удельных потерь $P_a(\alpha)$ является немонотонной. Из анализа рис. 7 становится ясным, почему потери во вращающемся поле оказываются выше, чем в линейно поляризованном поле. Дело в том, что когда говорят о потерях в линейно поляризованном поле, то предполагают, что оно направлено вдоль ОЛН, лежащей в плос-

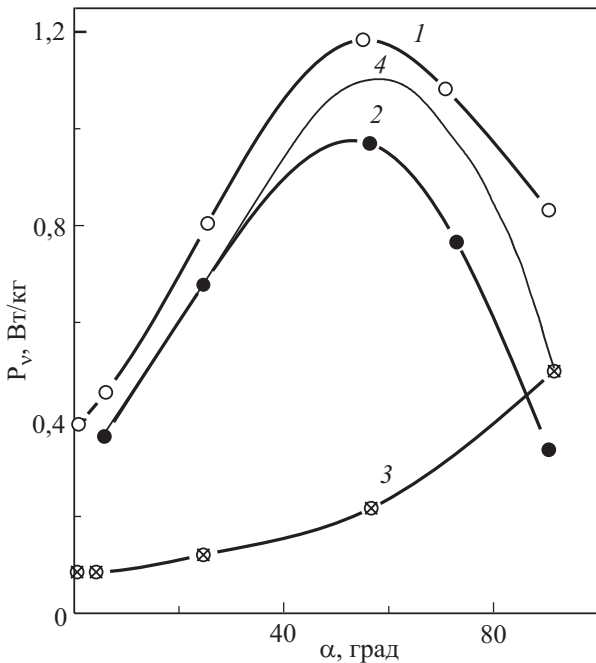


Рис. 7. Полная (1), вихретоковая (2), гистерезисная (3), вычисленная (4) с учетом перестройки ДС удельная мощность потерь в линейно поляризованном поле, наклоненном под углом α к ОЛН, лежащей в плоскости образца. $B_m = 0,75$ Тл, $f = 60$ Гц, $d = 0,25$ мм.

кости пластины. На рис. 7 этим потерям соответствует точка $\alpha = 0$. Мощность потерь, соответствующая этой точке для рассматриваемых параметров образца, равна примерно 0,4 Вт/кг. Однако при $\alpha = \alpha_c \approx 55^\circ$ величина P_a примерно равна 1,2 Вт/кг, т.е. в три раза больше, чем в первом случае. Во вращающемся поле необходимо учесть потери, соответствующие всем направлениям α . Производя численным образом усреднение по углам α в соответствии с

$$\overline{P_v} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} P(\alpha) d\alpha$$

и данными рис. 7, для $d = 0,25$ мм, $B_m = 0,75$ Тл и линейной частоте $f = 60$ Гц получаем для полных потерь $P_v = 0,92$ Вт/кг. Таким образом, потери во вращающемся поле более чем в два раза превосходят потери в линейно поляризованном поле. В соответствии с найденным поведением ДС (см. предыдущий раздел), считаем, что и в образцах в виде шайб величина потерь в интервале B_m 1,2–1,6 Тл объясняется динамикой B -структуры.

При дальнейшем росте B_m , как мы видели, хотя дробление ДС прекращается, B -структура начинает исчезать с поверхности образца. В этом случае она перестает играть роль в потерях. Это замедляет их рост при увеличении B_m . Кроме того, перемагничивание образца частично происходит путем вращения вектора \mathbf{M} . Это ведет к уменьшению потерь, так как потери, связанные с вращением \mathbf{M} , меньше потерь, связанных с движением ДС. Итак, становится понятным образование максимума на зависимости $P_v(B_m)$.

Согласно экспериментам, в более тонких образцах происходит исчезновение поверхностной ДС. Это объясняет сдвиг максимума потерь в сторону меньших значений B_m .

Обнаруженный минимум потерь (см. рис. 2) в образцах, помещенных во вращающееся поле, аналогичен минимуму потерь, наблюдавшемуся ранее в линейно поляризованном поле. Однако полученные выше значения d монокристаллов, соответствующих минимуму потерь во вращающихся магнитных полях, в 1,5–2 раза выше, чем в случае линейно поляризованного магнитного поля. Подобная разница обусловлена, по видимому, разным уровнем гистерезисных потерь в том и другом случаях.

Появление минимума может быть объяснено таким же образом, как и в случае линейно поляризованного поля. С уменьшением толщины образца потери падают и при некоторой толщине образца d могут стать соизмеримыми с гистерезисными потерями, которые растут с уменьшением толщины кристалла при наличии доменной структуры. Сам уровень потерь объясняется так же, как и выше, в связи с учетом доменной структуры.

Рассмотрим причины различия мощностей потерь в образцах с разной ориентацией поверхности относительно кристаллографических осей. Ясно, что отклонение намагниченности от плоскости образца на небольшой угол β приводит к возникновению на поверхности большого числа мелких каплевидных доменов. Часть их при перемагничивании образца прорастает в новые полосовые домены и, тем самым, способствует уменьшению средней ширины ранее существующей полосовой ДС. Сказанным и объясняется то, что на образцах с $\beta = 0$ магнитные потери выше, чем на монокристаллах с $\beta = 1,5^\circ$ (рис. 2,а). При высокой индукции поверхностная доменная структура в достаточно тонких кристаллах начинает исчезать, так что в данном случае потери при $\beta = 0$ и $\beta \neq 0$ становятся примерно одинаковыми в пределах ошибки.

Выводы

1. В монокристаллических ферромагнитных образцах с поверхностью, совпадающей с плоскостью (110) или наклоненной к этой плоскости под малым углом β , во вращающемся магнитное поле наблюдаются эффекты, аналогичные наблюдаемым в линейно поляризованных магнитных полях: динамическое дробление доменной структуры; динамическое перемагничивание образцов путем прорастания на весь образец замыкающей структуры *B*-типа.

2. Впервые все особенности магнитных потерь во вращающихся магнитных полях удалось связать с особенностями динамической перестройки доменной структуры.

Работа выполнена по проекту № 08-02-00327 РФФИ, а также по проекту ОФН № 27.

1. С. Тикадзуми, *Физика ферромагнетизма. Магнитные характеристики и практические применения*, Мир, Москва (1987).
2. Н. Williams, W. Shockley, and C. Kittel, *Phys. Rev.* **80**, 1090 (1950).

3. R.H. Pry and C.P. Bean, *J. Appl. Phys.* **32**, 532 (1961).
4. J.E.L. Bishop, *JMMM* **10**, 75 (1979).
5. Б.Н. Филиппов, А.П. Танкеев, *Динамические эффекты в ферромагнетиках с доменной структурой*, Наука, Москва (1985).
6. В.Г. Барьяхтар, В.В. Ганн, Ю.И. Горобец, Г.А. Смоленский, Б.Н. Филиппов, *УФН* **121**, 593 (1977).
7. В.Г. Барьяхтар, Б.А. Иванов, М.В. Четкин, *УФН* **146**, 417 (1985).
8. V.G. Bar'yakhtar, M.V. Chetkin, B.A. Ivanov, and S.N. Galdetskii, *Dynamics of Topological Magnetic Solitons. Experiment and Theory. Springer Tracts in Modern Physics* Springer-Verlag (1994), v. 129, p. 185.
9. В.Ф. Тиунов, Г.С. Корзунин, А.Ю. Коробейников, *Дефектоскопия* **29**, 19 (1966).
10. В.Ф. Тиунов, Б.Н. Филиппов, *ЖТФ* **75**, 44 (2005).
11. В.Ф. Тиунов, Б.Н. Филиппов, *ФММ* **102**, 280 (2005).

Dynamic transformation of domain structure and the related magnetic losses in conducting soft magnetic single-crystalline plates located in rotating magnetic fields

V.F. Tiunov and B.N. Filippov

Magnetic losses and dynamic behavior of domain structures in conducting single-crystalline iron-silicon samples in the form of plates placed in a rotating magnetic field are studied experimentally. All features of magnetic losses were interpreted on the basis of the observed features of dynamic modification of domain structures.

PACS: 5.50.Bb Fe and its alloys;
75.60.-d Domain effects, magnetization and hysteresis.

Keywords: domain structure, domain walls, magnetic losses, soft magnetic materials.