

УДК 537.632; 538.975

МАГНИТООПТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МИКРОМАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ Fe-ОБОГАЩЕННЫХ АМОРФНЫХ ЛЕНТ

Е. Е. Шалыгина, Н. И. Цидаева, Л. М. Бекоева

(кафедра магнетизма)

Представлены результаты магнитооптического исследования микромагнитной структуры $\text{Fe}_{73}\text{Co}_{12}\text{V}_{15}$ аморфных лент. В исходном состоянии лент обнаружена сильная дисперсия магнитной анизотропии в макро- и микромасштабе. Вследствие этого их локальные магнитные свойства являются очень неоднородными, при перемагничивании лент возникает нерегулярная *ripple*-структура и наблюдается сопутствующая ей блокировка процессов намагничивания. Исследовано влияние термомагнитного отжига на микромагнитную структуру изучаемых лент.

С момента получения аморфных сплавов интерес к ним практически не ослабевает. Обусловлено это тем, что благодаря своим уникальным магнитным свойствам они широко используются в практических приложениях. Недавно в этих материалах был обнаружен гигантский магнитный импеданс. Это явление привлекло внимание исследователей из-за возможности использования его в высокочувствительных датчиках магнитных полей и магнитных головках для записи. Показано [1], что значение гигантского магнитного импеданса сильно зависит от микромагнитной структуры аморфных сплавов.

В данной работе представлены результаты магнитооптического исследования приповерхностной микромагнитной структуры (ММС) и процессов намагни-

чивания $\text{Fe}_{73}\text{Co}_{12}\text{V}_{15}$ магнитно-мягких аморфных лент, а также влияния на них времени t и температуры T термомагнитного отжига (ТМО). Измерения выполнены на магнитооптическом микромагнитомере, подробно описанном в работе [2]. Кривые намагничивания и распределения намагниченности на контактной и свободной сторонах ленты были измерены с помощью экваториального эффекта Керра δ_e и меридионального интенсивностного эффекта δ_m , обнаруженного нами ранее [3]. Использование меридионального интенсивностного эффекта и экваториального эффекта Керра позволяет одновременно измерять для каждого микроучастка поверхности образца как параллельную (M_{\parallel}), так и перпендикулярную (M_{\perp}) приложенному полю H плоскостные компоненты намагниченности.

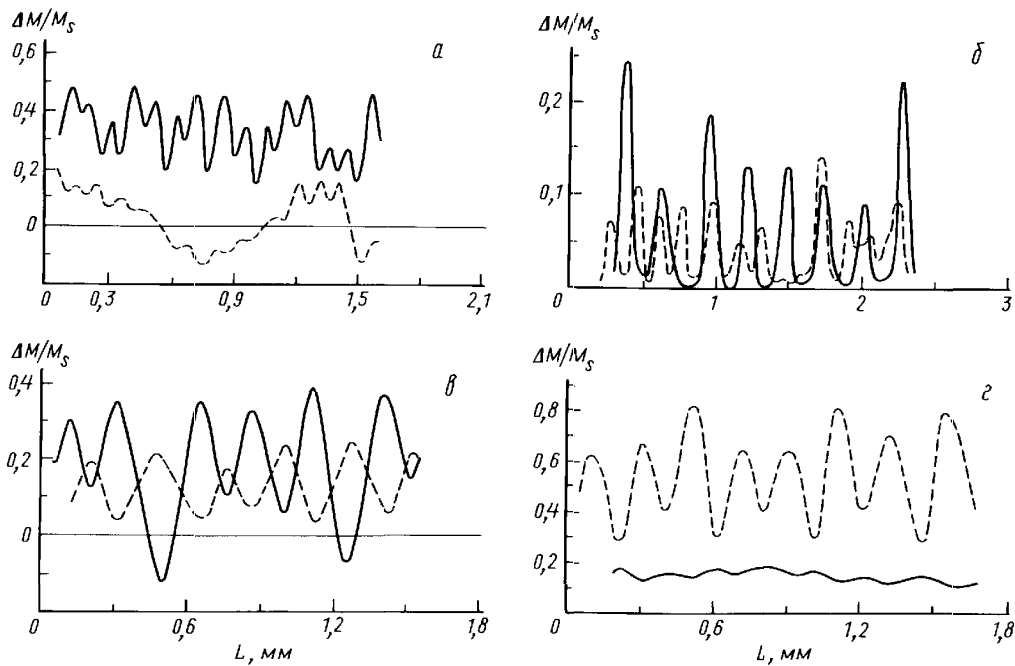


Рис. 1. Типичные зависимости $\Delta M_{||}/M_s$ (сплошные кривые) и $\Delta M_{\perp}/M_s$ (штриховые) от длины образца в поле $H = 1$ Э для образца №1 (а), №2 (б), №3 (в) и №6 (г)

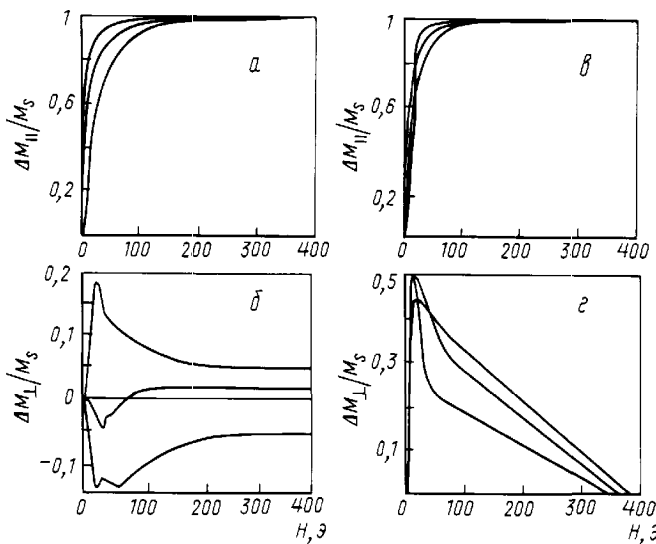


Рис. 2. Типичные локальные кривые намагничивания для образца №1 (а, б) и №2 (в, г)

В поле H , ориентированном перпендикулярно плоскости падения света, возможно измерение $\delta_e/\delta_s \sim \Delta M_{||}/M_s$; $\delta_m/\delta_s \sim \Delta M_{\perp}/M_s$. Здесь ΔM — изменение плоскостной компоненты намагниченности под действием поля H ; δ_s — значение δ_e (или δ_m) при $\Delta M = 2M_s$; M_s — намагниченность насыщения. Мы использовали модуляционный метод регистрации магнитооптических сигналов. В связи с этим переменное магнитное поле с частотой $f = 80$ Гц было приложено к образцу вдоль его длины L .

Ленты получены методом закалки из расплава. Изучаемые образцы имели вид полосок шириной 2 мм, длиной 10 мм и толщиной 25 мкм. Образец №1 был в

исходном состоянии, а образцы №2–7 были отожжены в постоянном магнитном поле $H = 2$ кЭ, перпендикулярном длине ленты. Использовались следующие режимы ТМО: $T = 310^\circ$ (№2, 3); 350° (№4, 5); 370° (№6, 7); $t = 20$ с (№2, 4, 6) и 60 с (№3, 5, 7). Все образцы были рентгеноаморфны.

Предварительные исследования показали, что ленты в исходном состоянии являются анизотропными (ось легкого намагничивания параллельна длине ленты) и в них существует сильная дисперсия магнитной анизотропии в макро- и микромасштабе. Установлено также, что оптимальный размер светового пятна D на образце при изучении магнитных неоднородностей должен быть $\sim 0,03$ мм. На рис. 1,а приведены типичные зависимости $\Delta M_{||}/M_s$ (сплошные кривые) и $\Delta M_{\perp}/M_s$ (штриховые) от длины образца, измеренные на контактной стороне образца №1 в поле $H = 1$ Э при смещении светового пятна вдоль центральной линии по длине образца. Очевидно, что набор таких кривых позволяет получить топографию плоскостных компонент намагниченности и, таким образом, иметь информацию о приповерхностной ММС образца. Рис. 2,а, показывает соответственно типичные локальные кривые намагничивания $\Delta M_{||}/M_s$ и $\Delta M_{\perp}/M_s$, измеренные для различных микроучастков образца №1. Можно видеть, что кривые распределения намагниченности имеют нерегулярный характер, а кривые намагничивания различаются. Эти данные свидетельствуют о неоднородности локальных магнитных свойств образца №1, что может быть обусловлено дисперсией магнитной анизотропии. Уместно отметить, что при $H > H_s$ (H_s — поле насыщения образца) значение экваториального эффекта Керра по всей поверхности ленты было одинаковым.

Следует обратить внимание на штриховую кривую рис. 1,а и вид кривых рис. 2,. Компонента намагниченности, перпендикулярная H , является знакопеременной и имеет необычную полевую зависимость — в области $0 < H < 50$ Э увеличивается с ростом поля, а затем уменьшается до некоторого значения, которое остается постоянным вплоть до высоких полей H . В то же самое время в области больших H компонента намагниченности, параллельная H , остается практически неизменной. Аналогичные результаты были получены и для свободной стороны образца №1, но по сравнению с контактной стороной локальные значения начальной проницаемости были больше, а коэрцитивной силы и поля насыщения \sim в 1,2 раза меньше. Полевые зависимости $\Delta M/M_s$ свидетельствуют о блокировке процессов намагничивания, начинающейся после достижения некоторого значения H . Объяснение полученных данных состоит в следующем. Анализ магнитооптических сигналов показал, что зависимость $\Delta M_{\perp}/M_s$ от L может быть знакопеременной, если ориентация намагниченности различных приповерхностных микроучастков описывается углами $\pm\chi_i$, отсчитываемыми в плоскости ленты от ее осевого направления, и перемагничивание их осуществляется за счет некогерентного вращения векторов намагниченности. При перемагничивании образца за счет смещения доменных границ и при χ_i с одинаковым знаком значения $\Delta M_{\perp}/M_s$ не меняют знак или равны нулю [4]. Отметим, что ориентация намагниченности в плоскости ленты была подтверждена данными, полученными при измерении полярного эффекта Керра (в пределах ошибки эксперимента он был равен нулю). И наконец, блокировка процессов намагничивания по аналогии с результатами [5] свидетельствует о появлении *ripple*-структуры, которая, однако, в данном случае является нерегулярной.

Далее было изучено влияние времени и температуры ТМО на ММС ленты. На рис. 1, и 2,, представлены соответственно типичные распределения намагниченности в поле $= 1$ Э и локальные кривые намагничивания для образца №2. Можно видеть, что в этом случае локальные кривые намагничивания практически не различаются; блокировка процессов намагничивания отсутствует (в поле $H \sim 350-400$ Э $\Delta M_{\perp}/M_s$ становится равным нулю); плоскостные компоненты намагниченности имеют одинаковый знак и достаточно регулярный характер, что свидетельствует о появлении полосовых доменов, ориентированных перпендикулярно длине ленты. Картина, наблюдаемая по магнитооптическому контрасту за счет меридионального эффекта Керра, подтвердила это. Ширина полосовых доменов была порядка 200 мкм. Появление полосовой доменной структуры обусловлено наведенной магнитной анизотропией, возникающей благодаря ТМО образца. Пе-

речисленные выше факты позволяют утверждать, что перемагничивание образца №2 в области малых полей осуществляется за счет одновременного смещения доменных границ и вращения векторов намагниченности в доменах.

Аналогичные измерения были выполнены и на образцах №3–7. Установлено, что в образцах №3, 5, 7 блокировка процессов намагничивания сохраняется вплоть до высоких полей; при $H < H_s$ распределение намагниченности имеет достаточно регулярный характер, но на кривых $\Delta M_{\parallel}/M_s$ (см. рис. 1,) появляются области обратной намагниченности, линейный размер которых $\sim 150-200$ мкм. Объяснение последнего факта может быть следующим. Известно [6], что с увеличением времени отжига образца концентрация атомов металлоидов около поверхности ленты увеличивается. В результате влияние полей рассеяния около немагнитных включений и эффектов обменного происхождения усиливается, что может привести к появлению вторичной доменной структуры [7]. Области обратной намагниченности являются характерным признаком этой структуры.

Обнаружено, что ММС образцов №4 и 6 подобна ММС образца №2, но в этих образцах $\Delta M_{\perp}/M_s$ равны нулю при $\sim 500-600$ Э. Было установлено также, что с ростом порядкового номера образца максимальное значение $\Delta M_{\perp}/M_s$ увеличивается (от 0,2 для №1 до 0,9 для №7), а значения $\Delta M_{\parallel}/M_s$ при $H \ll H_s$ становятся значительно меньше $\Delta M_{\perp}/M_s$ и являются практически неизменными вдоль L (см. рис. 1.). Эти данные позволяют сделать вывод о том, что с увеличением времени и температуры ТМО образца влияние наведенной магнитной анизотропии на ММС ленты усиливается.

В целом полученная информация о ММС Fe-обогащенных аморфных лент и ее изменениях под влиянием ТМО может быть полезна при конструировании магнитных датчиков, основанных на использовании эффекта магнитного импеданса.

Литература

1. *Panina L.V., Mohri K.* // J. Magn. and Magn. Mater. 1996. **157/158**. P. 137.
2. *Кринчик Г.С., Штайн А.В., Чепурова (Шальгина) Е.Е.* // ЖЭТФ. 1984. **87**. С. 2014.
3. *Кринчик Г.С., Чепурова Е.Е., Эгамов Ш.В.* // ЖЭТФ. 1978. **74**. С. 714.
4. *Кринчик Г.С., Бенидзе О.М.* // ЖЭТФ. 1974. **67**. С. 2180.
5. *Kryder M.H., Kie Ahn.Y., Mazzev N.J. et al.* // IEEE Trans. Magn. 1980. **16**. P. 99.
6. *Судзуки К., Фудзимори Х., Хасимото К.* Аморфные металлы. М., 1987.
7. *Круничка С.* Физика ферритов. М., 1976. Т.2.

Поступила в редакцию
23.06.97