

## О ЗНАКЕ ЭФФЕКТИВНОГО ЗНАЧЕНИЯ ГИРОМАГНИТНОГО ОТНОШЕНИЯ В ПЛЕНКАХ ФЕРРИТ-ГРАНАТОВ ВБЛИЗИ ТОЧКИ КОМПЕНСАЦИИ МОМЕНТА ИМПУЛЬСА

Н. А. Логинов, М. В. Логунов, В. В. Рандошкин

Один из путей повышения быстродействия доменных устройств на основе МПФГ состоит в повышении эффективного значения гиромагнитного отношения  $\gamma$  этих материалов. В настоящее время получены как безвисмутовые [1, 2], так и висмутосодержащие [3-8] МПФГ с повышенным  $\gamma$ . Для Gd- и Eu-содержащих монокристаллов феррит-гранатов [9-11], а также Eu-содержащих МПФГ [3, 8] значение  $\gamma$  определяется формулой Уагнесса

$$\gamma = \frac{\sum M_i}{\sum (M_i/\gamma_i)}, \quad (1)$$

которая была получена в предположении пренебрежимо малого затухания в подрешетках ферромагнетика с намагниченностью  $M_i$  и гиромагнитным отношением  $\gamma_i$  [12]. Для других редкоземельных феррит-гранатов  $\gamma$  может быть определен по формуле Киттеля

$$\gamma = \gamma_{Fe} \frac{M_R + M_{Fe}}{M_{Fe}}, \quad (2)$$

справедливой для ферромагнетика, имеющего две магнитные подрешетки с медленно релаксирующими ионами  $Fe^{3+}$  в первой и быстро релаксирующими  $R^{3+}$  во второй [13].

Хорошее согласие экспериментальных результатов с формулой Киттеля получено для Er- и Ho-содержащих монокристаллов гранатов [13], а также для Tm- [2, 4, 5] и Er-содержащих [3, 7] МПФГ. Если феррит-гранат содержит одновременно быстро- и медленно релаксирующие магнитные редкоземельные ионы, то формула для  $\gamma$  усложняется. В частности, для МПФГ, содержащих одновременно ионы  $Tm^{3+}$  и  $Gd^{3+}$ , выполняется соотношение

$$\gamma = \frac{M_{Tm} + (M_{Fe} + M_{Gd})}{M_{Fe} + M_{Gd}}. \quad (3)$$

В экспериментах по проверке соотношений (1)–(3) измеряли абсолютную величину  $\gamma$ . Между тем из формул (1) (при условии  $\gamma_{Eu} \gg \gamma_{Fe}$ ) и (2) следует, что при переходе через точку КМИ, где  $M_{Fe} \rightarrow \pm 0$ , эффективное значение гиромагнитного отношения должно изменять знак. В Gd–Tm-содержащих феррит-гранатах точка КМИ имеет место при  $M_{Fe} - M_{Gd} \rightarrow \pm 0$ .

Настоящая работа посвящена исследованию знака  $\gamma$  вблизи точки КМИ. Для определения знака  $\gamma$  существует несколько методов: измерение магнитомеханического момента [14] или исследование условий ферромагнитного резонанса (ФМР) при воздействии на МПФГ постоянного магнитного поля и циркулярно поляризованного СВЧ излучения [15]. Однако сложность аппаратной реализации и (или) низкая чувствительность этих методов не позволяют использовать их для определения знака  $\gamma$  в МПФГ вблизи точки КМИ.

В данной работе показано, что определение знака гиромагнитного отношения в МПФГ можно проводить путем исследования эволюции удивенной доменной стенки (ДС) в безградиентном магнитном поле. Изгибная неустойчивость такой ДС приводит к формированию массива полосовых доменов [16]. Под действием гиротропных сил полосовые домены при движении отклоняются от нормали к исходной плоской ДС, причем об изменении знака  $\gamma$  можно судить по изменению направления отклонения полосовых доменов (подробно см. ниже). Приводятся результаты на примере МПФГ состава (Gd, Tm, Bi)<sub>3</sub>(Fe, Ga)<sub>5</sub>O<sub>12</sub>, выращенной на подложке Gd<sub>3</sub>Ca<sub>5</sub>O<sub>12</sub> с ориентацией (111) [6]. При комнатной температуре  $T=292$  К пленка имела следующие параметры: толщина  $h=24.3$  мкм, характеристическая длина  $l=-0.58$  мкм, намагниченность насыщения  $M=12.7$  Гс, фактор качества  $Q=15$ .

На рис. 1 приведены температурные зависимости скорости ДС (при фиксированном продвигающем поле) и модуля эффективного значения гиромагнитного отношения  $\gamma$ . Скорость ДС измеряли методом высокоскоростной фотографии с временным разрешением 5 нс,

величину  $\gamma$  — методом ФМР на частоте 9.34 ГГц. Максимумы на зависимость  $v(T)$  и  $\gamma(T)$  свидетельствуют о существовании точки КМИ при  $T \approx 335$  К.

Уединенную ДС создавали, пропуская через расположенный на поверхности МПФГ проводник диаметром 50 мкм импульс тока амплитудой до 10 А и длительностью 1—10 мкс. Амплитуду импульса тока выбирали достаточной для того, чтобы области пленки по обе стороны от проводника намагничивались до насыщения в противоположных направлениях, и затем исследовали поведение разделяющей их уединенной ДС. После окончания импульса тока ДС, расположенная под проводником, под действием размагничивающих полей МПФГ испытывает изгибную неустойчивость. В результате в обе стороны от проводника происходит рост полосовых доменов (рис. 2). Процесс размагничивания заканчивается формированием полосовой доменной структуры со строго определенным углом  $\phi$  между направлением роста полосовых доменов и нормалью к исходной плоской ДС (рис. 3, а).

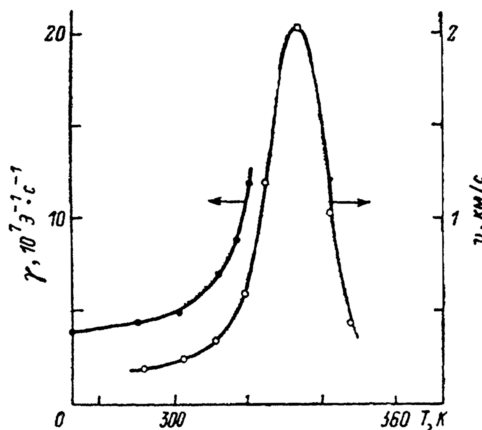


Рис. 1. Зависимость скорости ДС  $v$  в продвигающем поле  $H=120$  Э и модуля эффективного значения гиромагнитного отношения  $\gamma$  от температуры  $T$ .

Отклонение полосовых доменов на угол  $\phi$  происходит вследствие действия гиротропных сил на головку удлиняющегося полосового домена [17]. Обнаружено изменение знака  $\gamma$  при переходе через точку КМИ при нагревании пленки (рис. 3), что свидетельствует об изменении направления действия гиротропных сил из-за изменения знака  $\gamma$ . Истинный знак  $\gamma$  можно определить путем сравнения с эталонным образцом, в качестве которого использовали МПФГ состава  $(Y, Bi)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$  с  $\gamma > 0$ . Сравнение показывает, что в МПФГ  $(Gd, Tm, Bi)_3(F,$

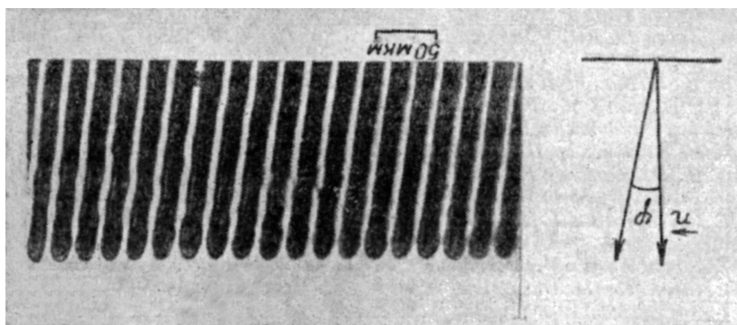


Рис. 2. Динамическая доменная структура в процессе размагничивания МПФГ путем эволюции уединенной ДС через 1.25 мкс после окончания импульса поля.

$Ga)_5O_{12}$   $\gamma > 0$  при  $T < T_{КМИ}$  и  $\gamma < 0$  при  $T > T_{КМИ}$ . Аналогичные результаты получены для МПФГ состава  $(Tm, Bi)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$ .

Для определения знака  $\gamma$  этим методом можно использовать кроме линейного проводника другие перемещающиеся устройства, например плоские катушки или систему проводников, используемую при изучении трансляции ЦМД. Во всех случаях знак  $\gamma$  определяется исходя из направления отклонения полосовых доменов от перпендикуляра к исходной уединенной ДС или к границе намагниченной и размагниченной областей. В пленках высокого качества (с малой плотностью дефектов) расширяющиеся полосовые домены строго параллельны, при наличии дефектов происходит распад массива полосовых доменов и формирование лабиринтной структуры с хаотическим расположением доменов. В этом отношении картина эволюции уединенной ДС характеризует степень совершенства пленки.

Поскольку знак  $\gamma$  вблизи  $T_{КМИ}$  изменяется, то по зависимости  $\phi(T)$  можно определить и  $T_{КМИ}$ . При приближении к точке КМИ угол  $\phi$  уменьшается. Его можно увеличить в несколько

раз, прикладывая постоянное поле смещения вдоль легкой оси, тем не менее в интервале температур  $-5$  К вблизи  $T_{\text{КМИ}}$  однозначно определить знак  $\gamma$  затруднительно (точность измерения  $T_{\text{КМИ}} \sim 2$  К). Возможно, это связано не с ограничениями метода, а с неоднородностью МПФГ. Отметим, что вопрос о влиянии неоднородности пленок на их свойства вблизи  $T_{\text{КМИ}}$  не исследован.

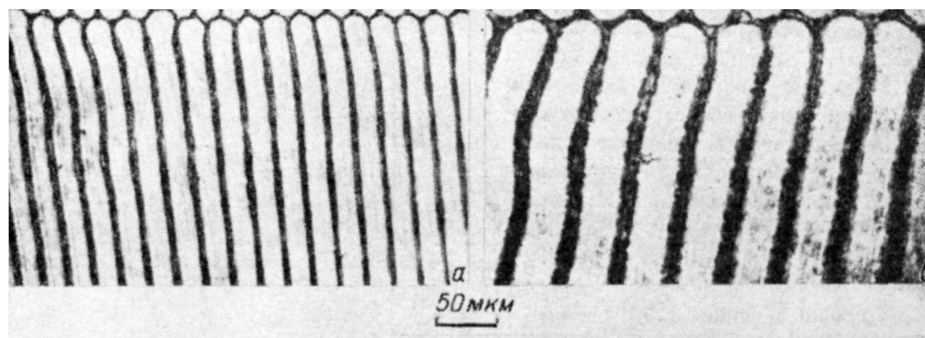


Рис. 3. Статическая структура полосовых доменов после окончания размагничивания МПФГ ниже (а) ( $T=296$  К) и выше (б) ( $T=352$  К) точки КМИ.

Итак, в настоящей работе экспериментально показано, что знак гиромангнитного отношения в МПФГ изменяется при переходе через точку КМИ; по направлению отклонения полосовых доменов, формирующихся в процессе эволюции уединенной ДС под действием полей размагничивания, от нормали к плоскости этой ДС можно определить знак гиромангнитного отношения и температуру компенсации момента импульса пленок.

#### Список литературы

- [1] *Le Craw R. C., Blank S. L., Vella-Coleiro G. P.* // Appl. Phys. Lett. 1975. Vol. 26. N 7. P. 402—404.
- [2] *Ohta N., Ikeda T., Isida F., Sugita V.* // J. Phys. Soc. Jap. 1977. Vol. 43. N 2. P. 705—706.
- [3] *Зоря В. И., Зуева И. Ю., Рандошкин В. В. и др.* // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 7. С. 1381—1383.
- [4] *Заболотная Н. В., Осико Н. В., Рандошкин В. В., Тимошечкин М. И.* // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 13. С. 788—792.
- [5] *Логинов Н. А., Рандошкин В. В.* // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 4. С. 773—777.
- [6] *Рандошкин В. В., Сизачев В. Б.* // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 42. Вып. 1. С. 34—37.
- [7] *Рандошкин В. В., Сизачев В. Б.* // ФТТ. 1987. Т. 29. Вып. 9. С. 2658—2665.
- [8] *Рандошкин В. В., Сизачев В. Б.* // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 12. С. 2350—2354.
- [9] *Le Craw R. C., Remeika J. P., Matthews H.* // J. Appl. Phys. 1965. Vol. 36. N 3. Pt II. P. 901—905.
- [10] *Calhoun B. A., Smith W. V., Overmeyer J.* // J. Appl. Phys. 1958. Vol. 29. N 3. P. 427—428.
- [11] *Borghese C., Cosmi R., De Gasperis P., Tapa R.* // Phys. Rev. B. 1980. Vol. 21. N 1. P. 183—188.
- [12] *Wangness P. K.* // Phys. Rev. 1953. Vol. 91. N 5. P. 1085—1091.
- [13] *Kittel C.* // Phys. Rev. 1959. Vol. 115. N 6. P. 1587—1590.
- [14] *Тикадзуми С.* Физика ферромагнетизма. М.: Мир, 1983. 304 с.
- [15] *Крупичка С.* Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. М.: Мир, 1976. Т. 2. 504 с.
- [16] *Вайсман Ф. Л., Горбеев Ю. И., Денисов С. И.* // Современные проблемы физики и ее приложений. М., 1987. С. 50—51.
- [17] *Малованов А., Слоняуски Дж.* Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982. 382 с.

Мордовский государственный университет  
имени Н. П. Огарева  
Саранск

Поступило в Редакцию  
11 июля 1989 г.