

05

Особенности магнитного гистерезиса в монокристаллических одноосных гексаферритах *M*-типа

© В.И. Костенко, Л.В. Чевнюк, А.Л. Никитенко,[†] В.И. Григорук, А.М. Сорочак

Киевский национальный университет им. Тараса Шевченко,
01033 Киев, Украина

[†] e-mail: art.nikitenko@gmail.com

(Поступило в Редакцию 19 июля 2016 г.)

Экспериментально исследован эффект магнитного гистерезиса в монокристаллических гексаферритах *M*-типа. Проведено обсуждение полученных ранее экспериментальных результатов, указывающих на специфические особенности гистерезиса магнитных спектров, параметры которого существенно отличаются от достаточно полно изученного „классического“ гистерезиса. Показано, что после образования в образце зародышей доменов противоположной намагниченности доменные границы не смещаются до определенной величины внешнего магнитного поля.

DOI: 10.21883/JTF.2017.03.44244.2002

Введение

В магнитоупорядоченных веществах наблюдается магнитный гистерезис в процессе их перемагничивания. Основные параметры „классического“ гистерезиса: намагниченность насыщения M_s , коэрцитивное поле H_c , остаточная намагниченность M_r и площадь петли S . Значения гистерезисных параметров различаются на 5–6 порядков. Их величина определяет область техники, где используются магнитные материалы [1].

В сверхвысокочастотной технике (СВЧ) используются монокристаллические одноосные гексаферриты с большими полями одноосной магнитной кристаллографической анизотропии $H_a = 5–30$ кОе, ничтожно малыми величинами H_c , M_r , S и узкой шириной линии ферромагнитного резонанса (ФМР).

Исследования частотно-полевых зависимостей (ЧПЗ) магнитостатических колебаний (МСК) в эпитаксиальных пленках и пластинках магнетоплюмбитов ($\text{PbFe}_{12}\text{O}_{19}$), бариевых ($\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$) и стронциевых ($\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$) гексаферритов, изготовленных из объемных монокристаллов, показали, что в них существуют определенные особенности гистерезиса магнитных спектров. Существенными свойствами этого гистерезиса являются, во-первых, отсутствие H_c , а соответственно и M_r , во-вторых, плавный переход в доменное состояние (ДС) в эпитаксиальных пленках $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ и скачкообразный в пластинках монокристаллических гексаферритов во внешних постоянных полях намагничивания $H_0 < H_s$, где H_s — поле перехода образца в насыщенное состояние [2,3].

Целью настоящей работы является обобщение полученных ранее экспериментальных результатов и дополнительные экспериментальные исследования особенностей магнитного гистерезиса в монокристаллических гексаферритах *M*-типа.

Результаты и их обсуждение

Исследуемые образцы $\text{PbFe}_{12}\text{O}_{19}$, $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ и $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$ изготавливались из объемных монокристаллов путем скальвания по кристаллографической плоскости (1000) с последующим уменьшением толщины образцов путем шлифовки и полировки одной из плоскостей скола. Образцы имели форму дисков и прямоугольных пластинок толщиной 10–100 μm . Ширина линии ФМР исследуемых образцов $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$, $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$ составляла $2\Delta H = 25–30$ Ое, а образцов из $\text{PbFe}_{12}\text{O}_{19}$ — $2\Delta H \sim 500$ Ое на частоте $\omega/2\pi = 47$ GHz, намагниченность насыщения $4\pi M_0 = 3–5$ кГ, поле $H_a = 15–25$ кОе. Измерения ЧПЗ выполнялись при помощи P2-68 и P2-69 — панорамных измерителей КСВН и ослабления. Магнитное поле H_0 создавалось при помощи электромагнита и прикладывалось параллельно оси легкого намагничивания (ОЛН) перпендикулярно плоскости образцов. H_0 измерялось измерителем магнитной индукции Ш1-8. Образцы приклеивались к короткозамыкающему поршню. Поле H_0 изменялось по циклу от 0 до $H_{0\text{max}} = 25$ кОе и обратно. При этом измерялась соответственно частота ФМР. Полевые зависимости статической намагниченности образцов исследовались магнитометрами по методу Фарадея и вибрационного.

На рис. 1 представлена полевая зависимость нормированной статической намагниченности и ЧПЗ ФМР в прямом и обратном направлениях изменения $H_0 \parallel$ ОЛН для одного из образцов $\text{SrAl}_{0.8}\text{Fe}_{11.2}\text{O}_{19}$. Как видно из рис. 1, получено совпадение параметров H_s и H_{br} , измеренных методом ЧПЗ ФМР, и статических, измеренных методом Фарадея при переходе образцов из доменного в насыщенное состояние и обратно. Характерной особенностью этого гистерезиса является полное совпадение

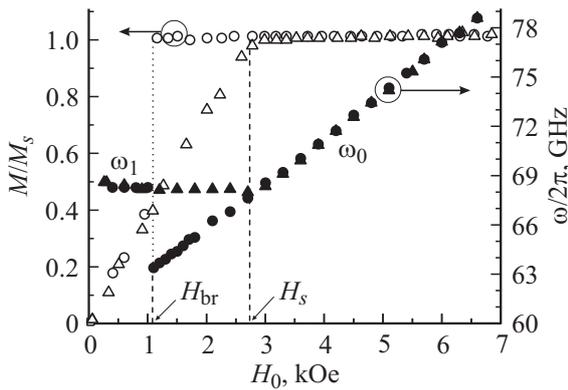


Рис. 1. Сопоставление высокочастотной ($f_{res} = \omega/2\pi = f(H_0)$) и статической нормированной ($M/M_s = f(H_0)$) полевых зависимостей для монокристаллической пластинки $SrAl_{0.8}Fe_{11.2}O_{19}$: Δ — при увеличении H_0 , \circ — при уменьшении. Темными точками представлено ЧПЗ ФМР: \blacktriangle — при увеличении H_0 , \bullet — при уменьшении. H_s — поле насыщения, H_{br} — поле срыва.

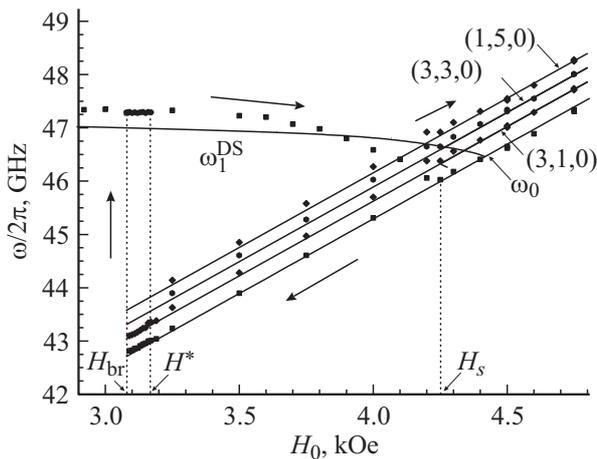


Рис. 2. Гистерезис ЧПЗ МСК для случая $H_0 \parallel$ ОЛН в монокристаллической пластинке $BaFe_{12}O_{19}$. Точками обозначены экспериментальные значения, сплошные линии — результат расчета.

величины намагниченности и частоты в пределах точности эксперимента в прямом и обратном направлениях изменения поля H_0 и после скачкообразного перехода с насыщенного в доменное состояние.

Исследования на многих образцах $PbFe_{12}O_{19}$, $BaFe_{12}O_{19}$ и $SrFe_{12}O_{19}$, чистых и легированных, показали, что H_s , H_{br} , M_s для них различны, но закономерности поведения аналогичны [3].

В [4,5] исследованы особенности этого гистерезиса при различных температурах. Величина гистерезиса $\delta H_{s-br} = H_s - H_{br}$ мало зависит от температуры, при этом величины M_s и H_a значительно изменяются.

Во всех исследованных образцах монокристаллических гексаферритов переход в доменное состояние происходит скачкообразно. Его параметры мало зависят от

температуры и незначительно от $2\Delta H$. δH_{s-br} зависит только в некоторой степени от величины анизотропии H_a для различных образцов. При этом наблюдается рост δH_{s-br} при увеличении H_a [3–9].

Скачкообразный переход из насыщенного в ДС, наблюдавшийся и ранее [10,11], объяснялся задержкой образования и роста зародышей доменов противоположной намагниченности. Известно [1], что этот механизм гистерезиса существенно зависит от магнитной предыстории образца, т. е. от величины прикладываемого максимального поля H_{0max} .

Нами были выполнены исследования ЧПЗ МСК образцов $PbFe_{12}O_{19}$, $BaFe_{12}O_{19}$, $SrFe_{12}O_{19}$ от величины $H_0 \parallel$ ОЛН [12]. Установлено, что с увеличением намагничивающего поля выше определенного значения $H_0 > H'_0$, разного по величине в зависимости от состава образцов, незначительно превышающего H_s и до $H_{0max} > H_a$ значение H_{br} не изменяется.

На рис. 2 представлена ЧПЗ МСК в области наблюдения гистерезиса в монокристаллической пластинке $BaFe_{12}O_{19}$ размером $a \times b = 3.3 \times 1.65$ mm и толщиной $t = 15 \mu m$, которая для прочности конструкции была приклеена к тонкой кварцевой подложке. Внешнее магнитное поле H_0 направлено перпендикулярно плоскости образца, т. е. $H_0 \parallel$ ОЛН. Измерения проводились при постепенном увеличении H_0 от 0 kOe до 7.25 kOe с последующим уменьшением до 0 kOe.

Расчет частот моды ω_1^{DS} , соответствующей низкочастотной ветви ФМР в доменной области, выполнен согласно теории МСК в феррите с идеальной плоскопараллельной доменной структурой (ППДС) по формуле [13]

$$\omega(H_0, t) = \gamma [H_a + H_0(2n_1 - 1) - N_z M_s - 4\pi M_s(2n_1 - 1)^2], \quad (1)$$

где $N_z = 32/\pi \sum_{m=1}^{n_1} m^{-2} \sin^2 \pi m n_1 (1 - \exp(-2\pi m/\nu))$, $\nu = d/t$, $n_1 = d_1/d$ — относительный объем доменов с намагниченностью „вверх“, t — толщина феррита, $H_a = 16.95$ kOe, $M_s = 0.38$ kG.

Экспериментальная кривая ω_1^{DS} только качественно согласуется с расчетной, что можно объяснить тем, что в исходном состоянии гексаферрита ДС не регуляризовалась, т. е. была лабиринтной. В области насыщения расчет частот моды ω_0 производился по формуле

$$\omega_0 = \gamma(H_a + H_0 - 4\pi M_s). \quad (2)$$

Идентификация экспериментальной модовой структуры МСК в насыщенном состоянии проводилась согласно дисперсионному уравнению $\omega_k = \omega(n_x, n_y, p)$ [14]:

$$\omega^2 = \omega_0(\omega_0 + 4\pi M \sin^2 2k_z L), \quad (3)$$

где ω_0 — формула (2), $k_{\perp} = \sqrt{\pi n_x/a + \pi n_y/b}$ — волновой вектор для пластинки с продольными размерами $a \times b$ и номерами конкретной моды, которые могут принимать значения $n_x = 1, 3, 5, \dots$, $n_y = 1, 3, 5, \dots$,

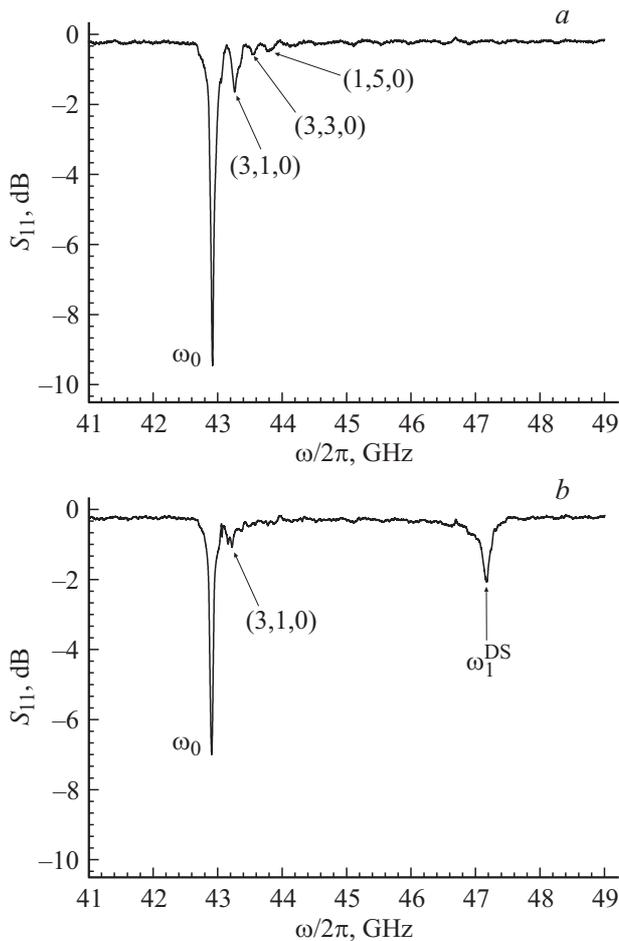


Рис. 3. Спектры МСК в пластинке из монокристаллического $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ при поле $H_0 = 3.19 \text{ kOe}$ (а) и поле $H_0 = 3.17 \text{ kOe}$ (б).

$t = 2L$ — толщина образца. Соответствующие n_x и n_y для дискретных значений k_z определялись из соотношений

$$k_{\perp}L = k_zL \tan(2k_zL),$$

$$\frac{\pi}{2}p \leq k_zL \leq \frac{\pi}{2}\left(p + \frac{1}{2}\right), \quad p = 0, 1, 2, \dots \quad (4)$$

Как следует из рис. 2, расчетные значения для моды ω_0 совпадают с экспериментальными. В то же время согласования расчета с экспериментальными модами МСК удалось достичь при типичных значениях квантования волнового вектора.

Далее более детально остановимся на моменте перехода исследуемого образца из насыщенного состояния в доменное. Для этого при определенных значениях H_0 был измерен модуль коэффициента отражения S_{11} , который в нашем случае позволяет определить спектр МСК в связи с поглощением на соответствующих частотах. На рис. 3 представлены экспериментальные спектры МСК для двух разных фиксированных величин поля H_0 . Как видно из рис. 3, а, при $H_0 = 3.19 \text{ kOe}$ образец находится в насыщенном состоянии и в нем кроме

наиболее интенсивной резонансной моды ω_0 , которую мы теоретически идентифицировали как основную моду ФМР, наблюдаются еще три моды МСК. С увеличением H_0 спектры смещаются в более высокие частоты. С уменьшением H_0 , при $H_0 = H^* = 3.17 \text{ kOe}$ возникает резонансное поглощение на частоте $\omega_1^{\text{DS}} = 47.16 \text{ GHz}$ (рис. 3, б). Кроме этого, происходят небольшие изменения резонансных полей, перераспределение интенсивностей поглощения мод МСК и исчезновение двух самых высоких по частоте мод МСК (1,5,0), (3,3,0), наблюдаемых до поля $H_0 = 3.17 \text{ kOe}$ (рис. 3, б).

Это указывает на то, что в образце образовались зародыши доменов с противоположной намагниченностью. Исчезли высшие моды МСК с большими волновыми числами k из-за их рассеивания на магнитных неоднородностях (зародышах доменов противоположной намагниченности), но образец не перешел в доменное состояние. В [1] утверждается, что образец переходит в доменное состояние одновременно с образованием зародышей, поэтому обнаружить зародыши противоположной намагниченности экспериментально невозможно. В нашем эксперименте показано, что после образования доменов противоположной намагниченности смещение доменных границ не происходит до уменьшения величины внешнего магнитного поля H_0 ниже определенной величины. При повторных экспериментах, выполненных на этом же образце, величина этого поля не изменялась в пределах точности измерения. Исследования проводились на монокристаллических образцах с узкой линией ФМР, что указывает на незначительное количество дефектов, поэтому механизм задержки смещения границ на дефектах кристалла маловероятен.

На рис. 4 представлен спектр МСК в исследуемом образце при поле $H_0 = 3.08 \text{ kOe}$. Как видно, моды МСК, соответствующие образцу в насыщенном состоянии, исчезли. При этом увеличилось поглощение на частоте ω_1^{DS} . Образец полностью перешел в доменное состояние.

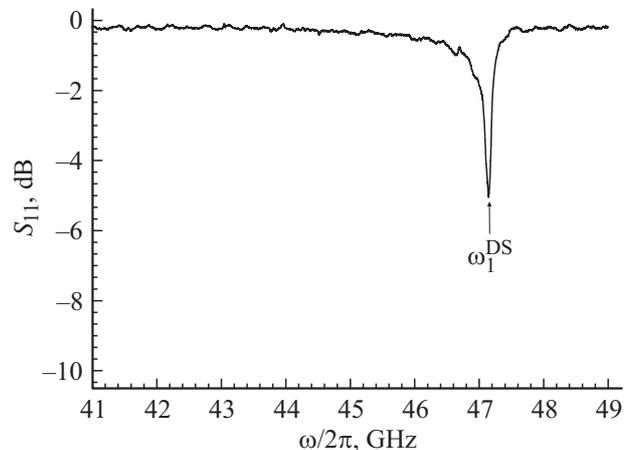


Рис. 4. Спектр МСК в образце из монокристаллического $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ при поле $H_0 = H_{\text{br}} = 3.08 \text{ kOe}$.

Заключение

Экспериментально установлено, что во всех исследованных образцах монокристаллических гексаферритов существуют специфические особенности магнитного гистерезиса. Основные из них:

1) полное в пределах точности эксперимента совпадение намагниченности и частоты после перехода образца с насыщенного в доменное состояние,

2) отсутствие H_c и соответственно M_r и скачкообразный переход в ДС,

3) H_s , H_{br} , M_s и δH_{s-br} для всех образцов различны, но закономерности поведения аналогичны,

4) заметного влияния магнитной предыстории, температуры и $2\Delta H$ на величину гистерезиса δH_{s-br} не выявлено,

5) δH_{s-br} в некоторой степени зависит от величины H_a и растет с ее увеличением,

6) в некоторых образцах обнаружено появление зародышей доменов противоположной намагниченности в насыщенном состоянии, и это не приводит к переходу образца в ДС.

Выявленные особенности гистерезиса не полностью объясняются существующими механизмами, поэтому можно предполагать, что в образцах одноосных гексаферритов М-типа кроме гистерезиса, обусловленного задержкой образования и роста зародышей противоположной намагниченности, существуют специфические особенности этого механизма магнитного гистерезиса.

Список литературы

- [1] Кандаурова Г.С. // Соросовский образовательный журнал. 1997. Вып. 1. С. 100–106.
- [2] Зависляк И.В., Костенко В.И., Чамор Т.Г., Чевнюк Л.В. // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып. 4. С. 128–130.
- [3] Костенко В.И., Сорочак А.М., Чамор Т.Г., Чевнюк Л.В. // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 10. С. 132–134.
- [4] Костенко В.И., Пятница А.И., Сорочак А.М., Чамор Т.Г., Чевнюк Л.В. // 20-я Международная крымская конференция „СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии“. Севастополь (Украина), 2010. С. 783–784.
- [5] Yang Z.R., Lange M., Volodin A., Szymczak R., Moshchakov V.V. // Nature Materials. 2004. Vol. 3. P. 793–798.
- [6] Chamor T.G., Kostenko V.I., Lozenko A.F., Sorochak A.M., Chevnyuk L.V. // The 6-th international Kharkov symposium on physics and engineering of microwaves, millimeter and submillimeter waves (MSMW'07) and workshop on terahertz technology (TERATECH'07). Kharkov (Ukraine), 2007. Vol. 2. P. 791–793.
- [7] Костенко В.И., Романюк В.Ф., Сорочак А.М., Чевнюк Л.В., Чамор Т.Г. // 18-я Международная крымская конференция „СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии“. Севастополь (Украина), 8–12 сентября 2008. С. 554–555.
- [8] Костенко В.И., Сорочак А.М., Чамор Т.Г., Чевнюк Л.В. // 3-я Международная молодежная научно-техническая конференция „Современные проблемы радиотехники и телекоммуникаций“. Севастополь (Украина), 16–21 апреля 2007. С. 294.
- [9] Костенко В.И., Сорочак А.М., Чамор Т.Г., Чевнюк Л.В. // Сборник трудов 21-й Международной конференции „Новое в магнетизме и магнитных материалах“, М., 2009. С. 895–897.
- [10] Kooy C., Enz U. // Philips Res. Rep. 1960. Vol. 15. N 7. P. 7–29.
- [11] Кандаурова Г.С., Оноприенко Л.Г. Доменная структура магнетиков. Основные вопросы микромагнетики. Свердловск: УрГУ, 1986. 137 с.
- [12] Костенко В.И., Нечипорук О.Ю., Сорочак А.М., Чамор Т.Г., Чевнюк Л.В. // Вестник Киевского национального университета имени Тараса Шевченко. Сер. физ.-мат. наук. 2011. Вып. 1. С. 249–252.
- [13] Kostenko V.I., Sigal M.A. // Phys. Stat. Sol. (b). 1992. Vol. 170. N 2. P. 569–584.
- [14] Костенко В.И., Сигал М.А. // ФТТ. 1987. Т. 29. Вып. 4. С. 1217–1220.