

УДК 538.214

ПРИМЕНЕНИЕ МОДЕЛИ ИЗГИБАЮЩИХСЯ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ К АНАЛИЗУ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ВОСПРИИМЧИВОСТИ И МАГНИТНЫХ СПЕКТРОВ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ФЕРРИТОВ

В. П. Мирошкин, Я. И. Панова, Е. А. Попова, Л. Н. Гарькин

Анализируются температурные зависимости начальной магнитной восприимчивости и влияние температуры на ход магнитных спектров магнитомягких поликристаллических ферритов различного состава и разной технологии изготовления. Показано, что наиболее универсальной моделью НМВ является модель изгибающихся доменных границ, в которой причиной возникновения тормозящей силы считается появление магнитных полюсов. Рассчитано число доменных границ в зернах разного размера. Подтверждено высказанное ранее предположение, что резонирующие и релаксирующие доменные границы принадлежат зернам разного размера.

Для поликристаллических ферритов с размером зерен от единиц до десятков микрометров чаще всего применяют модель начальной магнитной восприимчивости (НМВ), в которой рассматривается одна изгибающаяся под действием магнитного поля 180° -ная доменная граница (ДГ), пересекающая зерно по диаметральной плоскости и закрепленная на его границе [1]. Исходя из учета изменения энергии ДГ при ее изгибе, Глобус [1] получил выражение для НМВ смещения

$$\chi_{\text{см}} = 3M_s^2 D / (16\gamma_{\text{гп}}), \quad (1)$$

где M_s — намагниченность насыщения; $\gamma_{\text{гп}}$ — энергия единицы площади ДГ; D — средний диаметр зерна.

В [2] показано, что температурная зависимость НМВ Mn—Zn ферритов с различными D , полученных по обычной керамической технологии, не описывается моделью Глобуса и предложена формула

$$\chi_{\text{см}} = \pi M_s^4 D / (6K^2 l), \quad (2)$$

где $|K| = |K_1| + |\lambda_s' \cdot \sigma_m|$ — полная константа анизотропии; K_1 — первая константа кристаллографической анизотропии; λ_s — константа магнитострикции; σ_m — амплитуда внутренних напряжений; l — средний размер (ширина) домена. Выражение (2) получено в предположении, что главным фактором, ограничивающим смещение 180° ДГ, является возрастание магнитостатической энергии [3], и с учетом того, что в поликристаллическом образце направления векторов M_s могут составлять любые углы от 0 до 180° с направлением внешнего поля.

В настоящей работе обсуждается применимость указанных моделей к описанию $\chi_{\text{см}}(T)$ и температурного изменения магнитных спектров марганец-цинковых, никель-цинковых ферритов и ЖИГ, изготовленных по различным технологиям.

Температурная зависимость начальной восприимчивости

Для удобства аппроксимации экспериментальных температурных зависимостей $\chi(T)$ выражения (1), (2) можно упростить, исключив из них температурно-независимые параметры, и представить в виде

$$\chi_{\text{см}} = C_r M_S^2 / \gamma_{\text{гр}}, \quad \chi_{\text{сх}} = C M_S^4 / K^2, \quad (3), (4)$$

где C_r и C — подгоночные параметры.

На рис. 1 представлены экспериментальные (по данным [4]) (точки) и расчетные (линии) зависимости $\chi(T) = \chi_{\text{см}}(T) + \chi_{\text{сх}}(T)$ ферритов $\text{Mn}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_4$ (1, 2) и $\text{Ni}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_4$ (3, 4). Образцы обоих составов были изготовлены по двум технологиям: типа I — технология, близкая к обычной керамической (кривые 1, 3); тип II — технология, обеспечивающая получение керамики с заведомо разориентированными кристаллографическими осями соседних зерен [1] (кривые 2, 4). Требуемые для расчета $\chi(T)$ феррита $\text{Mn}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_4$ значения $M_S(T)$ определялись из температурных зависимостей $K(T)$ [5] и НМВ за счет процессов вращения $\chi_{\text{вр}}(T)$ [4]; $K_1(T)$ была рассчитана по данным $K(T)$ с использованием величины K_1 [6] при $T=300$ К и λ_{100} , $\lambda_{111}(T)$ [7] монокристаллического феррита близкого состава. Для Ni—Zn феррита необходимые данные взяты из следующих источников: $K(T)$, $K_1(T)$ [5], $M_S(T)$ [8]. Значения удельной энергии ДГ определялись по формуле [9]: $\gamma_{\text{гр}} = 2\sqrt{AK_1}$. При этом температурная зависимость эффективной константы обменного взаимодействия $A(T)$ рассчитывалась из зависимости $M_S(T)$ [10]:

$$A(T) = A(0) M_S^2(T) / M_S^2(0)$$

либо по упрощенному выражению [11]

$$A(T) = A(0) \sqrt{1 - T/6}.$$

Расчеты показали, что $\chi_{\text{сх}}(T)$ ферритов типа I хорошо описывается выражением (4), а типа II выражением (3). Параметры аппроксимации приведены в таблице.

Материал	Технология изготовления	D , мкм	C_r , мкм	C	D/l	N
$\text{Mn}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_4$	Тип I	—	—	1.31	2.5	—
	Тип II	—	1.1	—	—	—
$\text{Ni}_{0.5}\text{Zn}_{0.5}\text{Fe}_2\text{O}_4$	Тип I	3.5	—	3.31	6.4	7.4
	Тип II	3.5	0.26	—	—	—
	Тип I	1.6	—	2.02	4.2	4.6
	Тип II	1.6	0.16	—	—	—
ЖИГ	Промышленная	12	0.636	6.9	13	10
	Горячее прессование	3.5	0.24	2.6	5	4.8

Полученные результаты свидетельствуют о том, что природа сил, препятствующих изгибу ДГ, зависит от степени кристаллографической упорядоченности зерен в поликристаллическом феррите.

Температурные зависимости НМВ ЖИГ [12], изготовленных как по обычной керамической технологии, так и методом горячего прессования, почти одинаково хорошо описываются обеими рассматриваемыми моделями. Возможно это объясняется тем, что для ЖИГ характерны меньшие, чем для других магнитомягких ферритов, величины M_S и K , а следовательно, магнитостатическая энергия, возникающая при изгибе ДГ, может быть сравнима с изменением энер-

гии ДГ. Однако анализ величин C_r , полученных при аппроксимации (см. таблицу), показывает, что значение C_r/D значительно меньше постоянного коэффициента в выражении (1). Поэтому аппроксимация $\chi_{cm}(T)$ ЖИГ выражением (3) носит скорее всего формальный характер.

Модель НМВ, описываемая выражением (2), в отличие от модели Глобуса предполагает возможность существования в зернах поликристаллического феррита более двух доменов. Среднее число доменов в зерне D/l , определенное из параметра аппроксимации C , приведено для различных ферритов в таблице. Количество доменов в зерне можно определить также независимым путем, если воспользоваться выражением для числа N 180° ДГ [13], закрепленных на границе сферического зерна, с уточнением, предложенным в [2]

$$N = 2 \sqrt{1.65DK/\pi^2\gamma_{rp} - 0.25} - 1. \quad (5)$$

Первое слагаемое в (5) представляет собой количество доменов в зерне. Из таблицы видно, что величины N и D/l достаточно близки.

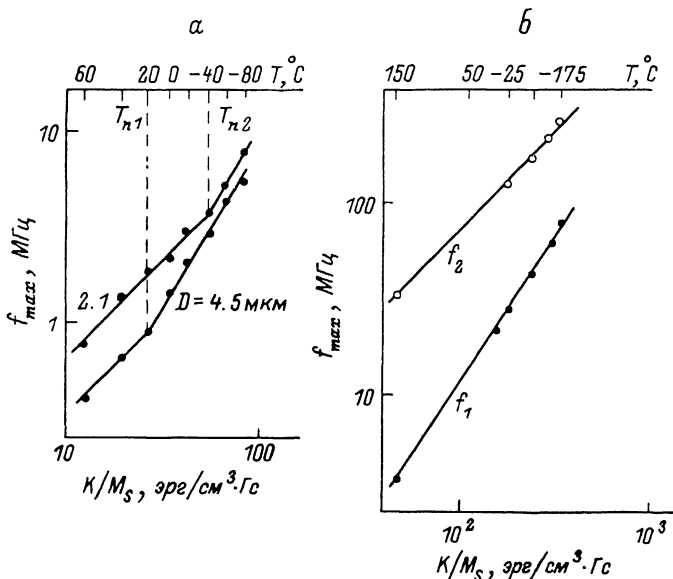


Рис. 2.

Магнитные спектры

Частотная область дисперсии магнитной проницаемости магнитомягких ферритов определяется собственными частотами резонанса ω_0 и релаксации ω_c ДГ

$$\omega_0 = \sqrt{\alpha/m}, \quad \omega_c = \alpha/\beta, \quad (6)$$

где α — коэффициент квазиупругой силы, m — эффективная масса, β — коэффициент затухания ДГ. В первом приближении собственную частоту ДГ можно считать равной частоте f_{max} максимума экспериментальной кривой $\mu''(f)$.

Нетрудно показать, что для сферического зерна, содержащего несколько ДГ,

$$\chi_{cm} = M_S^2/(\alpha l). \quad (7)$$

Приравнивая (2) и (7), имеем

$$\alpha = 6K^2/\pi M_S^2 D, \quad (8)$$

Параметры m и β определяются выражениями [9]

$$m = (4\pi\delta_0\gamma^2)^{-1}, \quad \beta = 4\pi m \alpha_{л-л} M_S \gamma = \frac{\alpha_{л-л} M_S}{\delta_0 \gamma}, \quad (9)$$

где δ_0 — толщина ДГ; γ — гиромангнитное отношение; $\alpha_{Л-Л}$ — коэффициент затухания в уравнении Ландау и Лифшица.

Подставляя (8), (9) в (6), получаем

$$\omega_0 = \frac{K}{M_S} 2\gamma \sqrt{\frac{6\delta_0}{D}}, \quad \omega_c = \frac{K^2}{M_S^2} \frac{6\delta_0 \gamma}{\pi D \alpha_{Л-Л}}.$$

Если предположить, что δ_0 и $\alpha_{Л-Л}$ слабо зависят от температуры, то должна выполняться пропорциональность $\omega_0(T) \sim K(T)/M_S(T)$ и $\omega_c(T) \sim K^2(T)/M_S^2(T)$.

На рис. 2 представлены результаты анализа магнитных спектров (МС) Mn—Zn (по данным [14]) (а) и Ni—Zn (по данным [15]) (б) ферритов. Из наклона графиков видно, что отмеченная выше пропорциональность действительно наблюдается. Для феррита $Mn_{0.5}Zn_{0.5}Fe_2O_4$ при $T < T_n$ положение максимума кривой $\mu''(f)$ определяется релаксирующими ДГ, а при более высоких температурах — резонирующими. На первый взгляд, это противоречит изменению внешнего вида МС при изменении температуры (см. рис. 1 в [14]). С другой стороны, полученные результаты находятся в согласии с данными [16]. Учет распределения частот ω_0 и ω_c в зернах разного размера показал [16], что внешний вид спектра определяется в основном шириной кривой распределения и может быть более релаксационным в условиях, когда количество резонирующих ДГ преобладает над релаксирующими, и наоборот.

Для феррита $Ni_{0.5}Zn_{0.5}Fe_2O_4$, у которого кривая $\mu''(f)$ является двугорбой, низкочастотный максимум f_1 обусловлен, согласно рис. 2, б, процессами релаксации, а высокочастотный f_2 — процессами резонанса ДГ.

Литература

- [1] *Globus A. J. Phys. (France)*, 1977, v. 38, p. C1-1—C1-15.
- [2] *Мирошкин В. П. ЖТФ*, 1983, т. 53, № 3, с. 529—533.
- [3] *Ранкис Г. Ж. Динамика намагничивания поликристаллических ферритов*. Рига: Зинатне, 1981.
- [4] *Globus A., Duplex P. Phys. St. Sol.*, 1969, v. 31, p. 765—774.
- [5] *Globus A., Duplex P. Appl. Phys.*, 1968, v. 39, N 2, p. 727—729.
- [6] *Galt J. K., Yager W. A., Remeika A. et al. Phys. Rev.*, 1951, v. 31, p. 470—472.
- [7] *Hoekstra B., Gyorgy E. M., Gallagher P. K. et al. Appl. Phys.*, 1978, v. 49, N 9, p. 4902—4907.
- [8] *Смит Я., Вейн Х. Ферриты*. М.: ИЛ, 1962.
- [9] *Guyot M., Globus A. Phys. St. Sol. (b)*, 1973, v. 59, p. 447—453.
- [10] *Крупичка С. Физика ферритов*. М.: Мир, 1976.
- [11] *Guyot M., Globus A. J. Phys. (France)*, 1977, v. 38, p. C1-157—C1-162.
- [12] *Prakash O., Srinivasan G. Phys. St. Sol. (a)*, 1981, v. 63, p. 179—184.
- [13] *Srivastava C. M., Prakash O., Aiyor R. Phys. St. Sol. (a)*, 1981, v. 64, p. 787—791.
- [14] *Замьков И. И., Крамар Г. П., Мирошкин В. П., Панова Я. И. Изв. ЛЭТИ*, 1982, в. 302, с. 98—102.
- [15] *Ранкис Г. Ж., Юршевич В. В., Бриекалис К. К. Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук*, 1986, № 5, с. 38—45.
- [16] *Kramar G. P., Panova Ya. I. Phys. St. Sol. (a)*, 1983, v. 77, p. 483—488.

Ленинградский электротехнический институт им. В. И. Ульянова (Ленина)

Поступило в Редакцию
24 марта 1986 г.
В окончательной редакции
30 декабря 1986 г.