

ИМПУЛЬСНОЕ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ ПЛЕНОК ФЕРРИТ-ГРАНАТОВ ВБЛИЗИ ТОЧКИ КОМПЕНСАЦИИ МОМЕНТА ИМПУЛЬСА

Н.А. Л о г и н о в, М.В. Л о г у н о в,
В.В. Р а н д о ш к и н

Создание высокотемпературных сверхпроводников [1] открывает путь для резкого повышения быстродействия таких магнитооптических устройств, как модуляторы, переключатели, управляемые транспаранты и т.п. Это можно обеспечить, если в основу функционирования указанных устройств положить не движение доменных стенок, а процессы вращения намагниченности, реализующиеся в сильных магнитных полях. Как следует из уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта, под действием поля H магнитный момент прецессирует вокруг направления поля с угловой частотой [2]

$$\omega = \frac{\gamma H}{1 + \alpha^2} \quad (1)$$

и в то же время релаксирует по экспоненте к направлению поля с характерным временем [2]

$$\tau = \frac{1 + \alpha^2}{\alpha \gamma H} \quad (2)$$

Здесь γ — эффективное значение гиромагнитного отношения, α — безразмерный параметр затухания Гильберта. Как следует из (1), (2), при $\alpha \ll 1$ магнитный момент совершит большое число оборотов вокруг направления магнитного поля в процессе релаксации. Число оборотов (время перемагничивания) уменьшается, если использовать материалы с $\alpha \approx 1$. К числу таких материалов относятся монокристаллические пленки феррит-гранатов (МПФГ) с компенсацией момента импульса (КМИ) по температуре или по составу, в которых $\gamma \gg \gamma_0$ (γ_0 — гиромагнитное отношение для Fe^{3+}) и $\alpha \approx 1$ [3-6].

В настоящей работе на примере МПФГ состава $(Gd, Tm, Bi)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$ исследовано импульсное перемагничивание пленок вблизи точки КМИ по температуре. Приводятся результаты для образца со следующими параметрами (20 °C): толщина $h = 15.6$ мкм, характеристическая длина $l = 1.25$ мкм, намагниченность насыщения $4\pi M = 152$ Гс, поле одноосной анизотропии $H_K = 2.1$ кЭ, температура КМИ $T_{КМИ} = 57$ °C. В исходном состоянии пленку намагничивали до насыщения полем смещения $H_{см}$, перпендикулярным плоскости пленки. Импульсное поле $H_{и}$ с длительностью фронта 10 нс прикладывали в обратном направлении и регистрировали время перемагничивания τ_p методом фотоотклика. Одновременно устанавли-

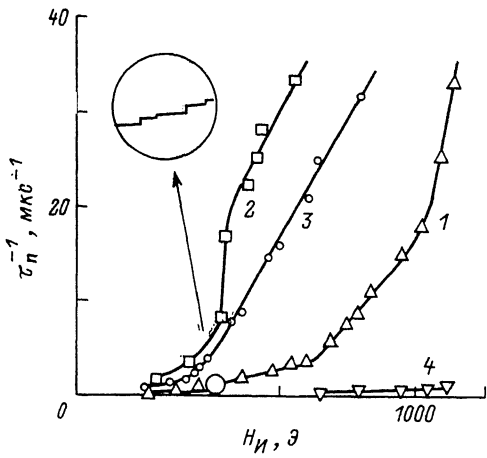


Рис. 1. Кривые импульсного перемагничивания пленок феррит-гранатов в зависимости от температуры, °С: 1 - 19, 2 - 57, 3 - 70 (образец № 1), 4 - 20 (образец № 2).

вали механизм перемагничивания путем наблюдения динамики процесса с помощью высокоскоростной фотографии [7].

Основные динамические характеристики изучаемого процесса (кривые импульсного перемагничивания (КИП) [7-9]) приведены на рис. 1 для $T_{\text{КМИ}}$ (2), а также выше (3) и ниже (1) температуры КМИ.

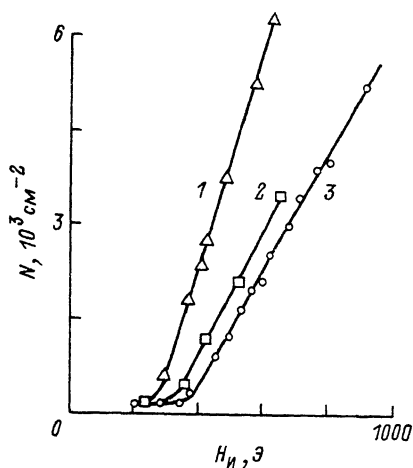
Рассмотрим КИП при 19 °С (рис. 1, 1). КИП имеет несколько характерных участков. На первом ($H_n \lesssim 200 \text{ Э}$) домены с обратной намагниченностью не образуются, перемагничивание не происходит и $\tau_n^{-1} = 0$. Появлению первого зародыша и реализации механизма перемагничивания движением доменных стенок (ДС) соответствует скачок на КИП. При увеличении H_n число зародышей возрастает (рис. 2), а на КИП наблюдаются вертикальные скачки в полях, соответствующих образованию новых зародышей (вставка на рис. 1). В интервалах H_n , где число зародышей неизменно, τ_n^{-1} плавно растет, поскольку подвижность ДС $\mu > 0$ в исследуемом интервале полей [4]. Таким образом, КИП является фрактальной кривой [10], и аппроксимация КИП прямыми тонкими линиями возможна лишь при достаточно высокой плотности зародышей новой магнитной фазы, как это имеет место на участке $300 \text{ Э} < H_n < 700 \text{ Э}$. При $H_n > 700 \text{ Э}$ увеличивается коэффициент переключения КИП

$$S_w = \tau_n (H_n - H_n^*). \tag{3}$$

Здесь H_n^* - пороговое поле, определяемое точкой пересечения прямой, аппроксимирующей участок КИП, с осью абсцисс. Увеличение S_w связано с изменением механизма зародышеобразования - наряду с точечными зародышами появляются полосовые длиной до 0.1-1 мм. На участке $H_n > 1000 \text{ Э}$ происходит переход к механизму перемагничивания движением торцевой ДС [9].

Вблизи $T_{\text{КМИ}}$ вплоть до $\tau_n \sim 20-30 \text{ нс}$ перемагничивание осуществляется зародышеобразованием и движением ДС, но из-за изменения вклада этих двух механизмов наблюдается нелинейность

Рис. 2. Плотность зародышей в пленке с КМИ в зависимости от импульсного поля при температуре, °С: 1 - 19, 2 - 57, 3 - 70.



КИП (рис. 1, 2). Так, перегиб при $H_i \sim 400$ Э связан с ростом плотности зародышей, а уменьшение S_M при $H_i \geq 500$ Э происходит из-за возрастающей роли начальной стадии процесса перемангничивания - зарождения доменов, поскольку скорость ДС превышает 2 км/с. При комнатной температуре скорость ДС на порядок ниже. Выше точки КМИ скорость ДС также падает, зарождение доменов занимает меньшую часть времени перемангничивания, и КИП в широком интервале H_i аппроксимируется прямой линией (рис. 1.3). В целом τ_p тем меньше, чем ближе значение температуры к точке КМИ. Отметим, что с возрастанием температуры обнаружено снижение плотности зародышей (рис. 2). Возможно, это связано с изменением фактора качества МПФГ, поскольку поле анизотропии возрастает до 2.8 кЭ при 70 °С.

На рис. 1, г для сравнения приведена КИП для МПФГ $(Y, Lu, Bi)_3(Fe, Ga)_5O_{12}$ с $\alpha \ll 1$, $4\pi\mu = 322$ Гс, $H_K = 2.4$ кЭ (образец № 2). В исследуемом диапазоне полей время перемангничивания на 1-3 порядка ниже, чем пленки с КМИ, а перемангничивание осуществляется зарождением доменов и движением их ДС.

Трудности получения импульсов магнитного поля с амплитудой $H_i > H_K$ и малым временем нарастания (≈ 1 нс) не позволили в настоящей работе провести исследование процесса импульсного перемангничивания МПФГ вблизи КМИ посредством вращения намагниченности по объему пленки. Тем не менее изученные механизмы перемангничивания обеспечивают переключение ячеек магнитооптического управляемого транспаранта за время < 20 нс.

Л и т е р а т у р а

- [1] Головашкин А.И. - УФН, 1987, т. 152, в. 4, с. 553-573.
- [2] Эшенфельдер А. Физика и техника цилиндрических магнитных доменов, М.: Мир, 1983. 496 с.
- [3] Заболотная Н.В., Осико В.В., Рандошкин В.В., Сигачев В.Б., Тимошечкин М.И. - Письма в ЖТФ, 1984, т. 10, в. 13, с. 788-792.

- [4] Р ан до ш ки н В.В., Си га ч е в В.Б. - Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 42, в. 1, с. 34-37.
- [5] Р ан до ш ки н В.В., Си га ч е в В.Б. - ФТТ, 1987, т. 29, в. 9, с. 2658-2665.
- [6] Су к с та н с ки й А.Л., Х ри с те в а Т.В. - ФТТ, 1987, т. 29, в. 9, с. 2822-2823.
- [7] Ло гу но в М.В., Р ан до ш ки н В.В. - ЖТФ, 1985, т. 55, в. 10, с. 1987-1991.
- [8] Ко ло то в О.С., Ку де ль ки н Н.Н., По го ж е в В.А., Те ле с ни н Р.В. - ЖТФ, 1985, т. 55, в. 4, с. 761-764.
- [9] Ду до ро в В.Н., Ло гу но в М.В., Р ан до ш ки н В.В. - ФТТ, 1986, т. 28, в. 5, с. 1549-1552.
- [10] Зе ль до в ич Я.Б., Со ко ло в Д.Д. - УФН, 1985, т. 146, в. 3, с. 493-506.

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева

Поступило в Редакцию 15 апреля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 14

12 июля 1988 г.

СТРОГИЕ УСЛОВИЯ КВАНТОВАНИЯ ДЛЯ МНОГОГРАННЫХ РЕЗОНАТОРОВ

В.В. К о р н е й ч и к, Т.М. К о р н е й ч и к

1. Приближенные условия квантования, в соответствии с которыми длина волны собственного колебания резонатора пропорциональна длине замкнутого пути луча, последовательно отражающегося от его стенок, широко применяются как при практическом расчете резонаторных устройств, так и в математической физике [1, 2]. В предыдущей работе авторов [3] получены новые условия квантования для двумерных резонаторов в форме элементарных многоугольников; в соответствии с этими условиями длина волны собственного колебания не прямо, а обратно пропорциональна длине замкнутого пути луча:

$$\lambda_{pq} = \frac{NS}{m L_{pq}}, \quad (1)$$

где N - число плоских волн, на которые раскладывается колебание резонатора, S - площадь резонатора, m - наибольший общий делитель индексов колебания p и q , L_{pq} - длина замкнутого пути луча, распространяющегося перпендикулярно направлениям распространения этих плоских волн. В данной работе показано, что рассмотрение трехмерных колебаний приводит к еще более неожиданным ре-