

СВОЙСТВА ПЛЕНОК $(\text{Ho}, \text{Bi})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$ ВБЛИЗИ ТОЧКИ КОМПЕНСАЦИИ МОМЕНТА ИМПУЛЬСА

А. А. Айрапетов, М. В. Логунов, В. В. Рандошкин,
В. И. Чани, Е. Э. Шушурова

Высокое быстродействие различных магнитооптических устройств можно обеспечить, используя в них висмутсодержащие монокристаллические пленки феррит-гранатов (Vc —МПФГ) с компенсацией момента импульса (КМИ) [1-4]. Если управляющие токовые проводники в устройствах выполнять из высокотемпературных сверхпроводников, то наибольшее быстродействие можно получить, реализуя механизм вращения намагниченности [5]. Вращение намагниченности начинается, если действующее магнитное поле превышает эффективное поле одноосной магнитной анизотропии [1, 6]; при этом скорость вращения пропорциональна гиромагнитному отношению γ и намагниченности насыщения $4\pi M_s$. В настоящее время разработаны Vc —МПФГ с КМИ, в которых быстро-релаксирующим ионом является Tm^{3+} [7, 8], Er^{3+} [9] или Eu^{3+} [10, 11]. К сожалению, магнитный момент указанных ионов невелик, что не позволяет получить в Vc —МПФГ с КМИ высокую $4\pi M_s$.

В данной работе сообщается о получении нового материала с КМИ, при повышенных намагниченности насыщения и затухания — Vc —МПФГ состава $(\text{Ho}, \text{Bi})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$. Пленки выращивали методом жидкофазной эпитаксии из переохлажденного раствора—расплава на основе PbO — Bi_2O_3 — V_2O_5 на подложках из самарий-галлиевого граната (СГГ) с ориентацией (111). В работе приводятся данные для образца с параметрами: толщина пленки $h = 8.8$ мкм, равновесный период полосовых доменов $P_0 = 5.72$ мкм, поле коллапса цилиндрических магнитных доменов (ЦМД) $H_0 = 207$ Э, поле одноосной магнитной анизотропии $H_K = 900$ Э, температура Нееля $T_N = 81^\circ\text{C}$, начальная подвижность доменных стенок (ДС) $\mu = 60$ см/(с·Э). Расчет с помощью теорий полосовых доменов и ЦМД (без учета относительной малости фактора качества материала Q) дает значения $l = 0.15$ мкм, $4\pi M_s = 271$ Гс и $Q = 3.3$, где l — характеристическая длина материала. Необходимость использования в качестве подложек СГГ, а не $(\text{Gd}, \text{Ca})_3(\text{Mg}, \text{Zr}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$ (ГКМЦГГ), как ранее [12], обусловлена тем, что при высоком уровне замещения железа галлием, необходимом для обеспечения КМИ, не удалось получить достаточно качественные пленки из-за высокого содержания Bi .

Динамику ДС исследовали методом высокоскоростной фотографии, так же как и в [9, 13]. В исходном состоянии образец намагничивали до насыщения полем смещения $H_{\text{см}}$, а импульсное магнитное поле $H_{\text{и}}$ прикладывали в противоположном направлении. Измеряли скорость v перемещения границы области, занятой массивом полосовых доменов, поскольку достаточно быстро после зарождения домена с обратной намагниченностью он испытывает магнитостатическую нестабильность, что приводит к «прорастанию» полосовых доменов из «тела» зародившегося и расширившегося ЦМД и их последующему «ветвлению» [14, 15]. Заметим, что в отличие от [13] эта область имеет круговую форму, хотя одноосная магнитная анизотропия в пленках с повышенным γ невысока. Этот факт можно объяснить, предположив, что в исследованном интервале полей $H_{\text{и}}$ критическая скорость срыва стационарного движения ДС не достигается.

Зависимость скорости v от амплитуды $H_{\text{и}}$ показана на рис. 1. При $H_{\text{и}} \geq 360$ Э плотность центров зародышеобразования становится слишком высокой, что препятствует точному измерению v . Видно, что зависимость $v(H_{\text{и}})$ является

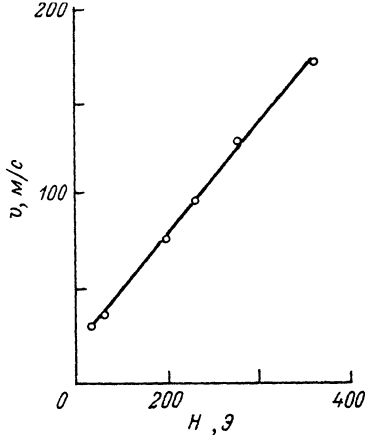


Рис. 1. Зависимость скорости v от амплитуды импульса магнитного поля H_n при комнатной температуре. $H_{cm} = 215$ Э.

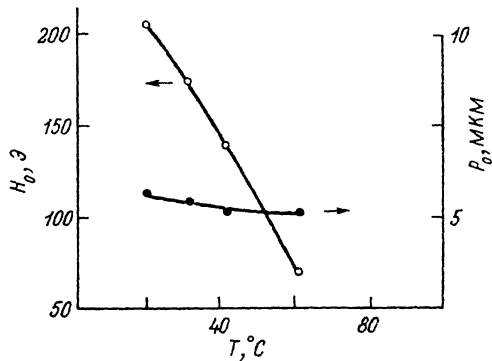


Рис. 2. Температурные зависимости равновесного периода полевой доменной структуры P_0 и поля коллапса ЦМД H_0 .

линейной и характеризуется подвижностью ДС $\mu = 60$ см/(с·Э). Это значение выше, чем для пленок того же состава, но с меньшим уровнем замещения железа, меньшей H_k и большей $4\pi M_s$, для которых $\mu = 39$ см/(с·Э) [13]. Исходя из выражения для начальной подвижности ДС

$$\mu = \Lambda^{-1} M_s (A/K_n)^{1/2},$$

где Λ — приведенный параметр затухания Ландау—Лифшица, зависящий только от типа и концентрации быстрорелаксирующего редкоземельного иона (Ho^{3+} в данном случае), A — константа обменного взаимодействия, K_n — константа одноосной магнитной анизотропии, такое различие нельзя объяснить даже с учетом снижения Λ примерно в 1.4 раза при замене СГГ на ГКМЦГГ, поскольку $4\pi M_s$ возрастает более чем в 2 раза, а A/K_n практически не меняется. Основное различие этих двух типов пленок заключается в величине $\gamma = (g/2)\gamma_0$, g — фактор Ланде, γ_0 — гиромагнитное отношение ионов Fe^{3+} . В [12] методом ферромагнитного резонанса (ФМР) для ранее исследованных пленок получено значение $g = 1.58$. В данной работе сигнал ФМР зарегистрировать не удалось, что является основным аргументом в пользу близости точки КМИ, так как вблизи нее имеет место уширение, пропорциональное γ , и без того широкой линии ФМР для Ho-содержащих Вс-МПФГ, а также выход резонансных полей за пределы развертки ФМР-спектрометра. По-видимому, как и в Тп-содержащих Вс-МПФГ [1-3], здесь также имеет место эффект повышения начальной подвижности ДС по мере приближения к точке КМИ (рис. 2).

Поскольку во всем исследованном интервале полей зависимость $v(H_n)$ остается линейной, то нельзя оценить значение γ и по форме кривой $v(H_n)$, как в [8]. Тем не менее совокупность приведенных фактов позволяет заключить, что полученные Вс-МПФГ состава $(\text{Ho}, \text{Bi})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$ обладают повышенным гиромагнитным отношением. С учетом их повышенного значения $4\pi M_s$ (в 2—5 раз) можно рассматривать этот новый материал как перспективный для магнитооптических устройств, в которых реализуется механизм вращения намагниченности.

В заключение авторы выражают свою искреннюю благодарность А. Я. Червоненкису за полезные дискуссии и М. А. Иванову за выращивание монокристаллов СГГ.

- [1] Рандошкин В. В., Червоненкис А. Я. Прикладная магнитооптика. М.: Энергоатомиздат, 1990. 320 с.
- [2] Рандошкин В. В., Сигачев В. Б. // Препринт ИОФАН СССР. 1989. № 50. 39 с.
- [3] Randoshkin V. V. // Proc. SPIE. 1989. V. 1126. P. 103—110.
- [4] Randoshkin V. V. // Proc. SPIE. 1990. V. 1307. P. 116—122.
- [5] Randoshkin V. V. // Int. Symp. on Magneto—Optics, Abstracts. Kharkov, 1991. P. 29.
- [6] Логунов М. В., Рандошкин В. В. // 1988. Т. 30. № 2. С. 378—381.
- [7] Заболотная Н. В., Осико В. В., Сигачев В. Б., Рандошкин В. В., Тимошечкин М. И. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. № 13. С. 788—792.
- [8] Рандошкин В. В., Сигачев В. Б. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. № 41. С. 34—37.
- [9] Рандошкин В. В., Сигачев В. Б. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 9. С. 2658—2665.
- [10] Зоря В. И., Зуева И. Ю., Рандошкин В. В., Сигачев В. Б., Тимошечкин М. И. // ЖТФ. 1985. Т. 55. № 7. С. 1381—1383.
- [11] Рандошкин В. В., Сигачев В. Б. // ЖТФ. 1988. Т. 58. № 12. С. 2350—2354.
- [12] Рандошкин В. В., Тимошечкин М. И., Чани В. И. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. № 15. С. 29—31.
- [13] Логунов М. В., Рандошкин В. В. // ФТТ. 1991. Т. 33. № 3. С. 955—957.
- [14] Рандошкин В. В., Иванов Л. П., Телеснин Р. В. // ЖЭТФ. 1978. Т. 75. № 3. С. 960—975.
- [15] Иванов Л. П., Логтинов А. С., Непокойчицкий Г. А., Рандошкин В. В. // ФММ. 1981. Т. 51. № 6. С. 1200—1208.

Институт общей физики РАН
Москва

Поступило в Редакцию
21 ноября 1991 г.