

УДК 539.216.2

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ ПЛЕНКИ ФЕРРИТ-ГРАНАТОВ С ВЫСОКИМИ БЫСТРОДЕЙСТВИЕМ И ТЕРМОСТАБИЛЬНОСТЬЮ

В. В. Рандошкин, А. М. Галкин, Ю. А. Дурасова, В. А. Полежаев,
Ю. Н. Сажин, Н. Н. Сысоев

(Центр гидрофизических исследований)

E-mail: sysoev@phys.msu.su

Изучено влияние температуры на зависимость скорости доменных стенок (ДС) V от действующего магнитного поля H в монокристаллических пленках феррит-граната $(\text{Bi}, \text{Eu})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$, выращенных методом жидкофазной эпитаксии из переохлажденного раствора-расплава на подложках $(\text{Gd}, \text{Ca})_3(\text{Mg}, \text{Zr}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$ с разной ориентацией. Показано, что эти пленки обладают скоростью ДС $V > 1$ км/с вблизи точки компенсации момента импульса, причем при ориентации (110), когда индуцируется ромбическая магнитная анизотропия, значение V при $H = 200$ Э в исследованном диапазоне температур $T = 25 - 100$ °С изменяется на 34%.

Висмутсодержащие монокристаллические пленки феррит-гранатов (Вс-МПФГ) обладают уникальными магнитооптическими свойствами: ни в одном известном магнитном материале недостижимо в видимом диапазоне при высокой прозрачности такое фарадеевское вращение, превышающее 1 град/мкм и более [1]. Как следствие на основе этих материалов могут быть созданы эффективные модуляторы и дефлекторы видимого и инфракрасного диапазона, экономичные и эффективные электрически или оптически управляемые транспаранты и пространственно-временные фильтры, управляющие элементы волоконно-оптических линий связи, дисплеи, реверсивные среды для записи информации, устройства для визуализации записи с магнитного носителя, датчики физических полей, дефектоскопы и другие магнитооптические устройства [1].

Принцип действия многих магнитооптических устройств, в которых используются Вс-МПФГ, основан на движении доменных стенок (ДС). Один из путей повышения быстродействия этих устройств состоит в использовании в них Вс-МПФГ с компенсацией момента импульса [1]. Наибольшим быстродействием среди таких материалов обладают Тm-содержащие пленки, в которых вблизи точки компенсации момента импульса скорость ДС достигает 2 км/с, а подвижность ДС μ превышает 10 м/(с·Э) [2–4]. Однако при удалении от точки компенсации момента импульса всего на ± 10 К максимальное значение V уменьшается почти на порядок.

Более высокой термостабильностью обладают Eu-содержащие пленки с компенсацией момента импульса [5], однако она все еще не является удовлетворительной. В работе [6] обратили внимание на уникальные свойства иона Eu^{3+} , поскольку он, с одной стороны, является быстрорелаксирующим и позволяет обеспечить компенсацию момента импульса, а с другой стороны, в паре с ионом Bi^{3+} индуцирует ромбическую магнитную анизотропию, также позволяющую повысить скорость ДС. Однако

детальных исследований влияния температуры на динамику ДС в работе [6] проведено не было.

Целью настоящей работы являлось исследование термостабильности динамических свойств Вс-МПФГ $(\text{Bi}, \text{Eu})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$ с разной ориентацией. Пленки выращивали методом жидкофазной эпитаксии из переохлажденного раствора-расплава. В отличие от работы [5] для увеличения фарадеевского вращения пленки выращивали на подложках $(\text{Gd}, \text{Ca})_3(\text{Mg}, \text{Zr}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$ (ГКМЦГГ). При этом в точке компенсации момента импульса намагниченность насыщения $4\pi M_s$ несколько снижается по сравнению с пленками на подложках $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (ГГГ) [5].

Пленки с ориентациями (111), (210) и (110) выращивали из одного и того же раствора-расплава на основе $\text{PbO}-\text{Bi}_2\text{O}_3-\text{V}_2\text{O}_5$ при одних и тех же условиях синтеза. В первом случае Вс-МПФГ обладали только одноосной магнитной анизотропией, во втором и третьем наряду с ней наводится ромбическая магнитная анизотропия.

Скорость ДС измеряли на установке высокоскоростной фотографии [7] с помощью метода перематрирования [8]. В исходном состоянии Вс-МПФГ намагничивали до насыщения полем смещения H_b , приложенным вдоль нормали к ее плоскости. Импульсное магнитное поле H_p прикладывали в противоположном направлении с помощью пары плоских катушек, в центре между которыми располагалась исследуемая пленка. Регистрировали изображение домена с обратной намагниченностью, зарождающегося на точечном дефекте. В пленках с ориентацией (111) и (110) домены с обратной намагниченностью имеют цилиндрическую форму, а при ориентации (210) в полях $H \leq 200$ Э — слегка эллиптическую, причем оси эллипса отличаются на 10–20%. Для эллиптических доменов с обратной намагниченностью значение V определяли вдоль направления, где скорость ДС максимальна.

При удалении ДС доменов с обратной намагниченностью на расстояние приблизительно 100 мкм действующее магнитное поле равно [3, 7]

$$H = H_p - H_b.$$

В работе приводятся данные для образцов, параметры которых сведены в таблицу, где h — толщина пленки, w — равновесная ширина полосовых доменов, l — характеристическая длина, $4\pi M_s$ — намагниченность насыщения, H_0 — поле коллапса цилиндрических магнитных доменов, H_K — поле одноосной магнитной анизотропии, Q — фактор качества материала. В таблице для сравнения приведены также данные для Вс-МПФГ, выращенной на подложке ГГГ. Видно, что, несмотря на одинаковые условия синтеза, из-за различия механизмов эпитаксиального роста на разные кристаллографические плоскости параметры пленок в зависимости от ориентации достаточно сильно различаются.

Параметры Вс-МПФГ (Bi,Eu)₃(Fe,Ga)₅O₁₂ при комнатной температуре

№ образца	1	2	3	4
Подложка	ГКМЦГГ	ГКМЦГГ	ГКМЦГГ	ГГГ
Ориентация	(111)	(210)	(110)	(111)
h , мкм	6.1	8.7	3.2	4.4
$2w$, мкм	44	20.0	16.6	7.9
l , мкм	2.6	1.2	1.4	0.42
H_0 , Э	41	120	12	47
$4\pi M_s$, Гс	61	164	18	62
H_K , кЭ	> 10	7.1	8.6	2.8
Q	> 160	43	480	45

В пленках, выращенных на подложках ГКМЦГГ, значение H_K существенно выше, чем в пленке, выращенной на подложке ГГГ (таблица). Судя по намагниченности насыщения, при комнатной температуре к точке компенсации момента импульса наиболее близок образец № 3, а наиболее удален образец № 2.

Вид кривой $V(H)$ зависит от безразмерного параметра затухания Гильберта α [9, 10]. При $\alpha < 1$ кривая состоит из двух линейных участков, разделенных нелинейным. Начальный линейный участок соответствует стационарному движению ДС, второй линейный — механизму движения ДС в режиме свободной прецессии, а нелинейный — нестационарному движению. При $\alpha > 1$ нелинейный участок на кривой $V(H)$ отсутствует. Вблизи точки компенсации момента импульса критические значения поля H_{cr} и скорости V_{cr} , при которых происходит срыв стационарного движения ДС, совпадают [10, 11] с соответствующими уокеровскими значениями H_W и V_W [9]:

$$H_W = 2\pi\alpha M_s, \quad V_W = 2\pi\gamma M_s \Delta_0,$$

где γ — приведенное значение гиромагнитного отношения, $\Delta_0 = (AK_u)^{1/2}$ — параметр ширины ДС,

A — константа обменного взаимодействия, $K_u = H_K M_s / 8\pi$ — константа одноосной анизотропии.

Такое совпадение объясняется неоднородностью эффективного значения гиромагнитного отношения по толщине пленки из-за наличия в эпитаксиальных Вс-МПФГ переходных поверхностных слоев, отличающихся по химическому составу и параметрам от основного объема пленки.

В диапазоне полей $H > H_K^*$, где H_K^* — поле одноосной магнитной анизотропии для слоя с пониженной магнитной анизотропией, ДС излучает спиновые волны, которые инициируют локальное вращение намагниченности вблизи движущейся ДС [11]. Как следствие на кривой $V(H)$ появляется участок с повышенной дифференциальной подвижностью. Ширина области, охваченной таким вращением, уменьшается обратно пропорционально α . В пленках с ромбической магнитной анизотропией и пороговое поле излучения спиновых волн, и параметр затухания являются анизотропными величинами [13], из-за чего расширяющиеся домены с обратной намагниченностью приобретают разнообразные формы, а форма кривой $V(H)$ усложняется.

На рис. 1 приведены зависимости скорости $V(H)$ в Вс-МПФГ с ориентацией (111), измеренные при разной температуре T . При $T = 25^\circ\text{C}$ кривая $V(H)$ состоит из двух линейных участков, причем наклон второго участка меньше, чем у первого. Это свидетельствует о том, что безразмерный параметр затухания $\alpha > 1$. С помощью соотношения [2, 8]

$$\alpha = (\mu/\mu_0 - 1)^{-1/2},$$

где μ и μ_0 — наклоны первого и второго участков кривой $V(H)$, находим, что при данной температуре $\alpha = 1.7$.

На кривой 2 (рис. 1) после начального линейного участка, наклон которого почти такой же, как на кривой 1, следует участок с повышенной дифференциальной подвижностью, появление которого обусловлено реализацией механизма движения ДС с излучением спиновых волн. Такой же участок наблюдается и при более высоких температурах (кривые 3–5 на рис. 1), однако ему предшествует нелинейный участок. Наличие нелинейного участка на кривой $V(H)$ означает, что безразмерный параметр затухания $\alpha < 1$. Этот факт, а также уменьшение наклона первого линейного участка кривой $V(H)$ с температурой позволяет сделать вывод, что точка компенсации момента импульса находится ниже $T = 25^\circ\text{C}$.

На рис. 2 приведены зависимости скорости $V(H)$ в Вс-МПФГ с ориентацией (210), измеренные при разных температурах T . В отличие от Вс-МПФГ с ориентацией (111) в пленках с ориентацией (210) наклон начального линейного участка увеличивается при нагревании. Это означает, что точка компенсации момента импульса расположена выше температуры $T = 79^\circ\text{C}$, которой соответствует кривая 4

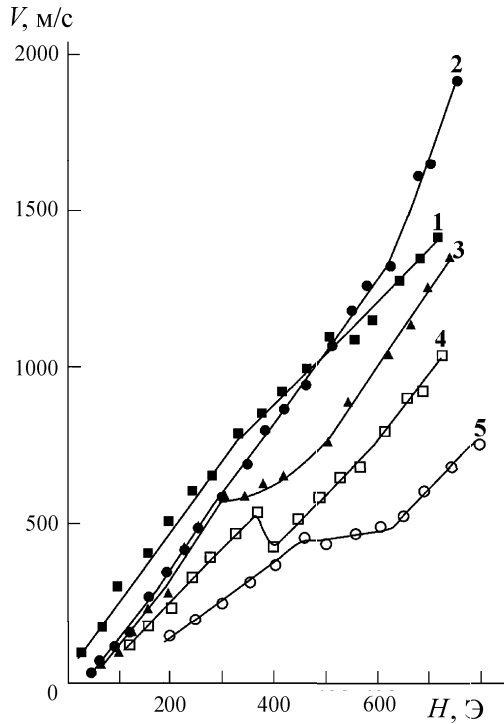


Рис. 1. Зависимость скорости ДС V от напряженности действующего магнитного поля H в Вс-МПФГ с ориентацией (111) при $T = 25$ (1), 39 (2), 59 (3), 77 (4) и 97 °С (5)

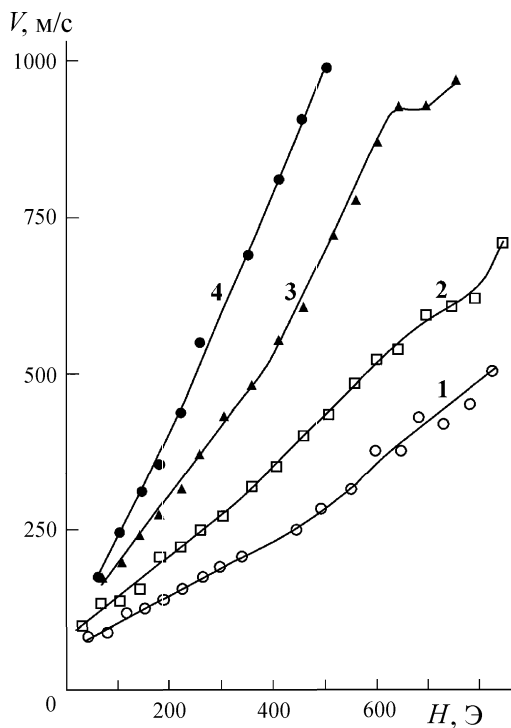


Рис. 2. Зависимость скорости ДС V от напряженности действующего магнитного поля H в Вс-МПФГ с ориентацией (210) при $T = 23$ (1), 41 (2), 61 (3) и 79 °С (4)

на рис. 2. Различное расположение точек компенсации момента импульса в пленках с ориентацией (111) и (210), несмотря на то что условия их синтеза были одинаковы, объясняется отличием механизмов эпитаксиального роста на разные кристаллографические поверхности.

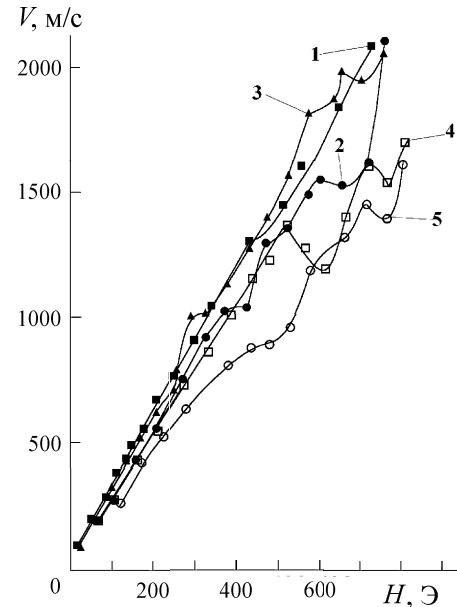


Рис. 3. Зависимость скорости ДС V от напряженности действующего магнитного поля H в Вс-МПФГ с ориентацией (110) при $T = 25$ (1), 40 (2), 57 (3), 80 (4) и 100 °С (5)

На рис. 3 приведены зависимости скорости $V(H)$ в Вс-МПФГ с ориентацией (110), измеренные при разных температурах T . Видно, что кривые $V(H)$ более сложные, чем для пленок с ориентацией (111) и (210). Это объясняется особенностями реализации механизма движения ДС с излучением спиновых волн в пленках с ромбической магнитной анизотропией. Уменьшение наклона первого линейного участка кривой $V(H)$ с температурой, хотя и менее выраженное, чем в образце с ориентацией (111), позволяет сделать вывод, что точка компенсации момента импульса также лежит ниже $T = 25$ °С.

Отсутствие искажений формы доменов с обратной намагниченностью, характерных для Y-содержащих пленок с ромбической магнитной анизотропией, объясняется более высоким значением α из-за близости к точке компенсации момента импульса и относительной малостью ромбической магнитной анизотропии по сравнению с одноосной магнитной анизотропией.

Из сравнения рис. 1–3 видно, что наилучшими динамическими свойствами и их термостабильностью обладают Вс-МПФГ с ориентацией (110). В частности, при действующем магнитном поле $H = 200$ Э в исследованном диапазоне температур скорость ДС в пленках с ориентацией (111) изменяется в 3.2 раза, с ориентацией (210) — в 2.7 раза, а с ориентацией (110) — только в 1.3 раза. При $H = 500$ Э это изменение V составляет 2.3, 3.4 и 1.5 раза соответственно.

Таким образом, исследование динамических свойств Вс-МПФГ состава $(\text{Bi}, \text{Eu})_3(\text{Fe}, \text{Ga})_5\text{O}_{12}$, выращенных методом жидкофазной эпитаксии на подложках ГКМЦГГ с ориентацией (111), (210) и (110) при одинаковых условиях синтеза, показало, что наибольшим быстродействием и термостабильностью обладают пленки с ориентацией (110).

Литература

1. Рандошкин В.В., Червоненкис А.Я. Прикладная магнитооптика. М.: Энергоатомиздат, 1990.
2. Рандошкин В.В., Сигачев В.Б. // Письма в ЖЭТФ. 1985. **42**, № 1. С. 34.
3. Рандошкин В.В., Сигачев В.Б. // ФТТ. 1990. **32**, № 10. С. 246.
4. Логинов Н.А., Логунов М.В., Рандошкин В.В. // ФТТ. 1989. **31**, № 10. С. 58.
5. Рандошкин В.В., Сигачев В.Б. // ЖТФ. 1988. **58**, № 12. С. 2350.
6. Рандошкин В.В., Логунов М.В., Сажин Ю.Н. и др. // Письма в ЖТФ. 1992. **18**, № 4. С. 71.
7. Рандошкин В.В., Логунов М.В., Сигачев В.Б. // Приб. и техн. эксперимента. 1985. № 5. С. 247.
8. Рандошкин В.В. // Приб. и техн. эксперимента. 1995. № 2. С. 155.
9. Малоземов А., Слозуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. М.: Мир, 1982.
10. Рандошкин В.В. // ФТТ. 1995. **37**, № 3. С. 652.
11. Рандошкин В.В., Дудоров В.Н., Салецкий А.М., Сысов Н.Н. // Неорганические материалы. 2001. **37**, № 10. С. 1266.
12. Рандошкин В.В. // ФТТ. 1995. **37**, № 10. С. 3056.
13. Рандошкин В.В. // ФТТ. 1995. **39**, № 8. С. 1421.

Поступила в редакцию
19.06.02

ГЕОФИЗИКА

УДК 551.465.41

ЧИСЛЕННЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ИССЛЕДОВАНИЮ ГРАВИТАЦИОННО-КАПИЛЛЯРНОЙ КОНВЕКЦИИ В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ ОКЕАНА

**В. Б. Лапшин, А. А. Будников, Е. В. Караваяева,
М. В. Панферов, А. В. Сидоренко**

(кафедра физики атмосферы)

E-mail: atmos@phys.msu.su

Статья посвящена определению роли гравитационно-капиллярного механизма в формировании термической структуры в приповерхностном слое океана, в том числе в присутствии ПАВ. Описаны результаты численных экспериментов по исследованию процессов переноса, проведенных с помощью математической модели приповерхностного слоя, разработанной в Государственном океанографическом институте.

Несмотря на активное развитие межфазной гидродинамики и значительное количество экспериментальных работ, единое мнение относительно роли гравитационно-капиллярной конвекции в переносе тепла, влаги и газовых компонентов через границу океана с атмосферой в настоящее время отсутствует [1–3]. Сложность проведения натурных экспериментов по измерению потоков в поверхностном слое океана, а также отсутствие удовлетворительного представления о взаимодействии капиллярного волнения, термической и соленостной конвекций Рэлея и Марангони существенно затрудняют получение достоверной информации о тепло- и массообмене в системе океан–атмосфера.

Интерес к исследованиям в этом направлении возрастает и в связи с тем, что большинство загрязняющих веществ как техногенного, так и биогенного происхождения являются поверхностно-активными (ПАВ). Они накапливаются вблизи поверхности, влияют на интенсивность потоков тепла, влаги и газа через межфазную поверхность [4]. Ответить на некоторые вопросы можно, проведя численные

эксперименты на основе термогидродинамической модели тонкого поверхностного слоя океана [5, 6].

В настоящей работе рассматривается гравитационно-капиллярная конвекция, развивающаяся в тонком поверхностном слое океана вследствие гидродинамической неустойчивости, в основном обусловленной процессами испарения. Эта зона океана глубиной в несколько сантиметров при слабых и умеренных ветрах характеризуется ламинарным течением и преобладанием молекулярно-диффузионных процессов над турбулентными. Поэтому в данном случае можно пользоваться уравнениями Обербека–Буссинеска с молекулярными коэффициентами вязкости, температуропроводности и диффузии.

Как показывают многочисленные эксперименты [7], конвективные структуры в воде имеют в основном двумерный характер (валиковая конвекция) и проникают в толщу жидкости не более чем на несколько сантиметров. Поэтому можно исследовать гравитационно-капиллярную конвекцию в рамках плоской постановки начально-краевой задачи для уравнений Обербека–Буссинеска [7].