

К 90-ЛЕТИЮ  
ВЛАДИМИРА ГРИГОРЬЕВИЧА ШАВРОВА

УДК 537.622.6

МАГНИТООПТИЧЕСКАЯ ВИЗУАЛИЗАЦИЯ МАГНИТНЫХ ФАЗ  
В ЭПИТАКСИАЛЬНОЙ ПЛЕНКЕ ФЕРРИТА-ГРАНАТА  
ВБЛИЗИ ТОЧКИ КОМПЕНСАЦИИ

© 2023 г. П. М. Ветошко<sup>а</sup>, В. Н. Бержанский<sup>б</sup>, С. Н. Полулях<sup>б</sup>, Д. А. Суслов<sup>а, \*</sup>,  
А. В. Маширов<sup>а</sup>, В. Г. Шавров<sup>а</sup>, Е. И. Павлюк<sup>б</sup>

<sup>а</sup> Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,  
ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009 Российская Федерация

<sup>б</sup> Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского,  
просп. Академика Вернадского, 4, Симферополь, 295007 Российская Федерация

\*E-mail: sda\_53@mail.ru

Поступила в редакцию 20.09.2022 г.

После доработки 03.10.2022 г.

Принята к публикации 03.10.2022 г.

Описан метод магнитооптической визуализации магнитных фаз в ферримагнетиках в окрестности точки компенсации в латеральном градиенте температур. На примере пленок висмут-гадолиниевого феррита граната наблюдались зоны, соответствующие коллинеарной и неколлинеарной магнитным фазам, в зависимости от температуры и величины магнитного поля в диапазоне от 0 до 10 Тл.

DOI: 10.31857/S0033849423040149, EDN: PFZUCD

## ВВЕДЕНИЕ

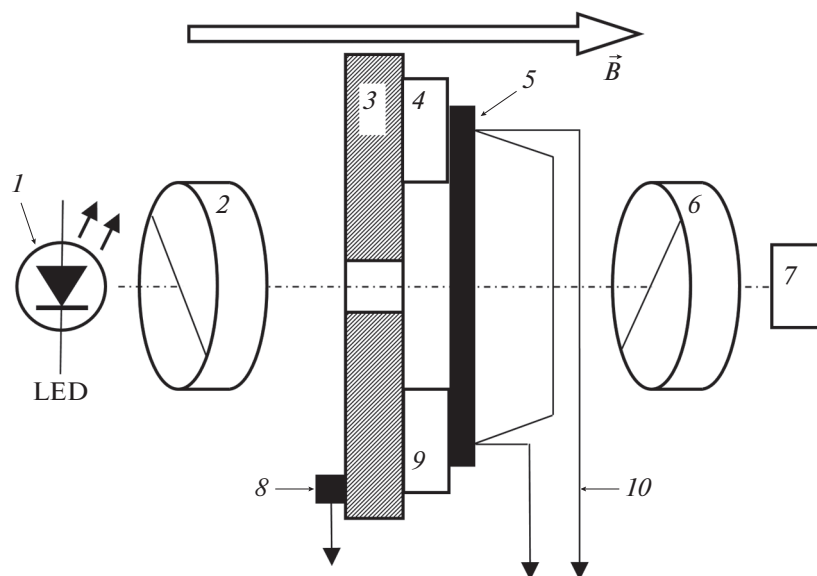
Среди магнитных материалов особое место занимают ферримагнетики с точкой компенсации [1]. Разный ход температурных зависимостей намагниченностей противоположно направленных магнитных подрешеток приводит к появлению в таких магнетиках особой температурной точки — точки компенсации, т.е. температуры, при которой спонтанная намагниченность материала обращается в ноль. Во внешнем магнитном поле в окрестности точки компенсации возникает неколлинеарная магнитная фаза, обусловленная скосом намагниченностей различных подрешеток [2, 3]. Возрождение интереса к материалам с магнитной точкой компенсации обусловлено как особенностями их спиновой динамики [4], так и новыми возможностями практических применений в спинтронике [5], сенсорике [6] и при их сверхбыстром перемагничивании [7].

К магнитным диэлектрикам, обладающим точкой компенсации, относятся редкоземельные ферриты-гранаты, содержащие парамагнитные ионы в додекаэдрической подрешетке. В частности, феррит-гранат гадолиния  $Gd_3Fe_5O_{12}$  имеет точку компенсации  $T_c \approx 287$  К. Намагниченность железа в этом соединении обусловлена сильным отрицательным обменом тетраэдрических и октаэдрических ионов  $Fe^{3+}$ . Магнитная подрешетка гадолиния

является “слабой” — обменные взаимодействия между ионами  $Gd^{3+}$  практически отсутствуют и намагниченность гадолиния обусловлена отрицательным обменом с ионами железа  $Fe^{3+}$ . При температурах, ниже точки компенсации, преобладает намагниченность подрешетки гадолиния, а выше точки компенсации — результирующая намагниченность железных подрешеток.

Экспериментальные исследования температурной зависимости намагниченности в таких соединениях связаны с проблемами, обусловленными малой по величине намагниченностью соединения вблизи точки компенсации. В случае эпитаксиальных пленок ферритов-гранатов дополнительные сложности возникают при использовании парамагнитной подложки, например, на основе гадолиний-галлиевого граната. Вместе с тем для исследования магнитных свойств эпитаксиальных пленок ферритов-гранатов широко применяются методы, в которых используется магнитооптический эффект Фарадея. При этом основной вклад в поворот плоскости поляризации линейно поляризованного света вносит подрешетка железа, и поэтому вкладом намагниченности гадолиния, в первом приближении, можно пренебречь.

Кроме того, при экспериментальном исследовании фазовых диаграмм подобных соединений в сильных магнитных полях возникают дополнительные сложности, связанные с возникновением



**Рис. 1.** Схема экспериментальной установки: 1 – источник света (светодиод), 2 – поляризатор, 3 – термостатирующий столик, 4 – элемент Пельтье, 5 – исследуемый образец, 6 – анализатор, 7 – микроскоп, 8 – датчик температуры, 9 – элемент Пельтье, 10 – дифференциальная термопара.

ем и регистрацией неколлинеарных магнитных фаз в сравнительно узком температурном диапазоне.

В данной работе для визуализации магнитных фаз в тонких магнитных пленках предлагается подход, основанный на использовании магнитооптического эффекта Фарадея в специально сформированном температурном градиенте.

## 1. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. В установке используется термостатирующий столик, изготовленный из меди. Постоянная температура  $T$  обеспечивается термостатирующим устройством (термостатирующее устройство на рис. 1 не показано). На термостатирующем столике расположены два элемента Пельтье, обеспечивающих температуры  $T_1$  и  $T_2$  так, что  $T_1 < T < T_2$ . Исследуемый образец помещали на элементы Пельтье, в результате чего в плоскости образца имелась возможность сформировать градиент температур от 0 до 12°C.

Для магнитооптической визуализации распределения нормальной компоненты намагниченности в образце были использованы источник света, поляризатор, анализатор и микроскоп. Всю систему поместили в криостатирующую систему GFSG-510-2K-SCM10T-VTI29 (ООО «Криотрейд инжиниринг») со сверхпроводящим магнитом, обеспечивающим магнитные поля до 10 Тл. По-

стоянное магнитное поле направлено нормально плоскости пленки.

## 2. ИССЛЕДУЕМЫЕ ОБРАЗЦЫ

Для проведения экспериментов использованы пленки висмут-гадолиниевого феррита граната состава  $(\text{BiGd})_3(\text{FeAlGa})_5\text{O}_{12}$  толщиной 5 мкм, синтезированные методом жидкофазной компенсации на подложку  $(\text{GdCa})_3(\text{GaMgZr})_5\text{O}_{12}$  граната ориентации (111). Висмут, ионы которого входят в редкоземельную подрешетку, усиливает фарадеевское вращение, несколько повышает температуру Кюри, но приводит к снижению температуры компенсации. Диамагнитное разбавление железа алюминием и галлием, наоборот, точку компенсации повышает. Исследование температурной зависимости величины фарадеевского вращения показало, что точка компенсации в этом образце равна  $T_c \approx 342$  К. Анализ магнитного состояния пленки методом ферромагнитного резонанса (ФМР) показал, что пленка характеризуется магнитной анизотропией типа «легкая ось».

Химический состав магнитных пленок (табл. 1) был определен методом электронно-зондового микроанализа с использованием сканирующего электронного микроскопа Jeol JSM-6480LV с энергодисперсионным спектрометром INCA X-Maхn. Анализ проводили при ускоряющем напряжении 10 кВ и электрическом токе 1.4 нА. Стандартизация спектральных линий была произведена с использованием следующих стандартов: O –  $\text{GdPO}_4$ , Sc –  $\text{ScPO}_4$ , Fe – Fe, Se –  $\text{PbSe}$ ,

Таблица 1. Химический состав образцов

| № образца | Al       | Cr       | Fe       | Cu       | Ga       | Gd       | Pt       | Bi       | O  | Gd + Bi  | Fe + Ga + .. |
|-----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----------|----|----------|--------------|
| 1         | 0.029955 | 0.017973 | 4.221667 | 0.015976 | 0.561158 | 2.398402 | 0.105841 | 0.621068 | 12 | 3.019471 | 4.952571     |
| 2         | 0.041944 | 0.023968 | 4.202397 | 0.021971 | 0.571238 | 2.402796 | 0.105859 | 0.603196 | 12 | 3.005992 | 4.967377     |
| 3         | 0.039940 | 0.019970 | 4.213679 | 0.015976 | 0.579131 | 2.406639 | 0.109835 | 0.587119 | 12 | 2.993510 | 4.978532     |
| 4         | 0.043941 | 0.021971 | 4.230360 | 0.017976 | 0.593209 | 2.386818 | 0.101864 | 0.577230 | 12 | 2.964048 | 5.009321     |
| 5         | 0.029960 | 0.017976 | 4.224368 | 0.021971 | 0.581225 | 2.398802 | 0.105859 | 0.595206 | 12 | 2.994008 | 4.981358     |
| 6         | 0.045931 | 0.023964 | 4.221667 | 0.011982 | 0.583125 | 2.396405 | 0.105841 | 0.581128 | 12 | 2.977534 | 4.992511     |

Gd – GdPO<sub>4</sub>, Yb – YbPO<sub>4</sub>, Pt – Pt, Bi – BiTe<sub>2</sub>, Se – PbSe, Gd – GdPO<sub>4</sub>, Yb – YbPO<sub>4</sub>, Pt – Pt, Bi – BiTe<sub>2</sub>. Стандартное отклонение для элементов с концентрациями более 10% по массе не превышало 2%. Применялось усреднение по шести измерениям в различных точках образца.

Исходя из химического состава методом молекулярного поля была рассчитана зависимость намагниченности образца от температуры (рис. 2). Рассмотрены три магнитных подрешетки, соответствующие гадолинию в октаэдрических позициях в структуре граната (кривая *c*), ионам железа в октаэдрических (*a*) и тетраэдрических (*d*) позициях. Полагается, что на намагниченность каждой подрешетки действует эффективное магнитное поле:

$$\vec{H}_i = \sum_j \lambda_{ij} \vec{M}_j. \quad (1)$$

Здесь индексы *i* и *j* принимают значения *a*, *d* и *c*, соответствующие магнитным подрешеткам,  $\lambda_{ij}$  – параметры молекулярного поля ( $\lambda_{ij} = \lambda_{ji}$ ),  $\vec{H}_i$  – эффективное молекулярное магнитное поле, действующее на *i*-ю подрешетку,  $\vec{M}_i$  – намагниченность *i*-й подрешетки. Намагниченность каждой подрешетки направлена вдоль магнитного поля, действующего на эту подрешетку.

При заданной температуре намагниченность рассчитывается с помощью функции Бриллюэна (см., например, [8]). Численные значения параметров молекулярного поля приведены в работе [9] для гадолиниевого феррит-граната Gd<sub>3</sub>Fe<sub>5</sub>O<sub>12</sub>, имеющего такие же магнитные подрешетки, как и исследуемый образец. Параметры  $\lambda_{ij}$  из работы [9] взяты за основу, и в пересчете для исследованного соединения использовались значения (в единицах Э г/эме)

$$\lambda_{aa} = -64750, \lambda_{ad} = -96640, \lambda_{ac} = -3430,$$

$$\lambda_{dd} = -29880, \lambda_{dc} = -5970, \lambda_{cc} = 0.$$

На рис. 2 представлены рассчитанные температурные зависимости намагниченности в пленке исследованного висмут-гадолиниевого граната.

Наибольшее значение имеет параметр молекулярного поля  $\lambda_{ad}$ , который в основном и определяет антиферромагнитное упорядочение магнитных подрешеток в данном соединении. Сплошной линией приведена суммарная намагниченность всего соединения, а пунктирными линиями – намагниченности подрешеток *a*, *d* и *c* соответственно. Отрицательные значения намагниченности *d*-подрешетки использованы для того, чтобы показать, что эта намагниченность антипараллельна намагниченностям двух других подрешеток. Температура компенсации, полученная в результате проведенных расчетов, хорошо согласуется с экспериментально наблюдаемой.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТ

В отсутствие внешнего магнитного поля при температуре, близкой к температуре компенсации, в образце формируется крупноблочная доменная структура. Намагниченность в доменах направлена вдоль нормали к плоскости пленки, а

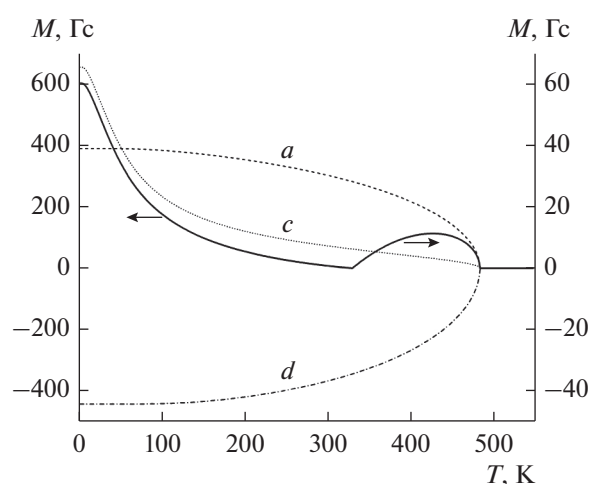


Рис. 2. Расчетная зависимость намагниченности подрешеток *a*, *d* и *c* от температуры; сплошная линия – суммарная намагниченность подрешеток гадолиния и железа (приведена в разных масштабах выше и ниже точки компенсации).

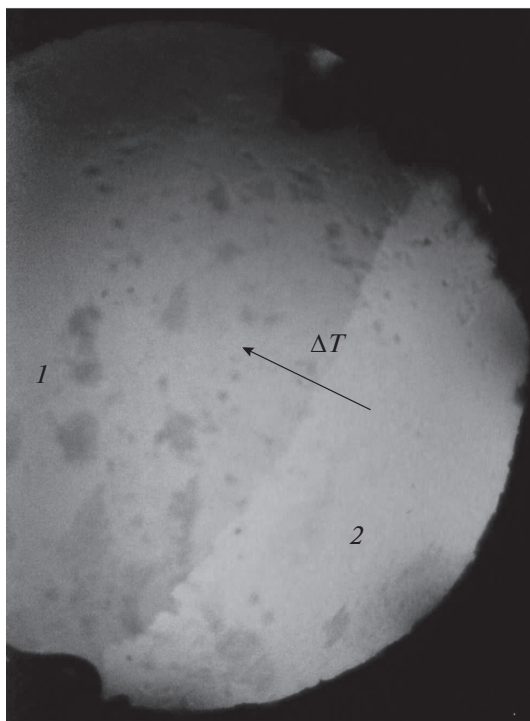


Рис. 3. Коллинеарные фазы 1 и 2 разной направленности.

домены различаются направлением намагниченности. Образец в полидоменном состоянии используется для настройки прибора: поляризатор и анализатор устанавливаются так, чтобы обеспечить максимальный контраст изображения доменной структуры.

В условиях температурного градиента, когда температура в центре образца соответствует точке компенсации, а магнитное поле превышает порог коэрцитивности (порядка 2 мТл), наблюдаемая картина представлена двумя областями различной яркости (рис. 3). При изменении температуры вклад каждой подрешетки меняется по-разному. При температуре, близкой к температуре компенсации, их вклад может сравняться, при этом результирующая спонтанная намагниченность кристалла обратиться в ноль. При дальнейшем повышении температуры влияние редкоземельной подрешетки возрастает быстрее и вдоль температурной линии, соответствующей точке компенсации, формируется компенсационная доменная граница.

В полях более 2.8 Тл наблюдаемая картина становится пространственно неоднородной. Выделяются светлые и темные области, соответствующие противоположному направлению намагниченности. Эти области разделены переходной областью, соответствующей неколлинеарной фазе (рис. 4). При дальнейшем увеличении поля площадь области, соответствующей неколлинеарной фазе, растет (см. рис. 4) и в полях свыше 3 Тл об-

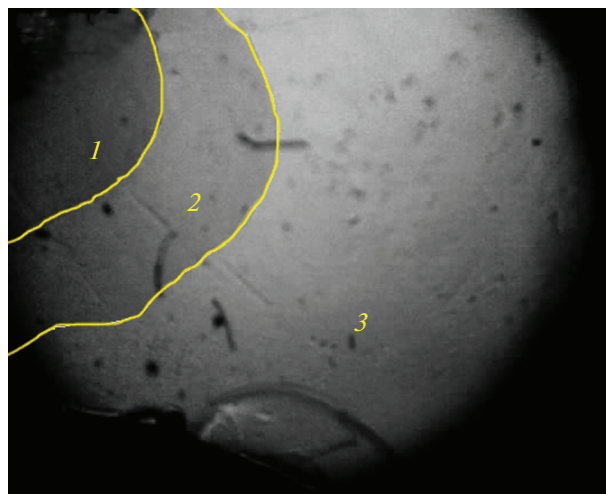


Рис. 4. Магнитные фазы в поле 2.8499 Тл: 1 – коллинеарная фаза, 2 – неколлинеарная фаза, 3 – коллинеарная фаза противоположной направленности.

ласть неколлинеарной фазы заполняет все пространство наблюдения и картина вновь становится однородной.

Отсутствие неколлинеарной фазы в полях меньше 2.8 Тл хорошо согласуется с фазовой диаграммой, полученной в теоретической работе [3]. Проведенный в этой работе анализ показал, что при намагничивании пленки с анизотропией типа “легкая ось” существует некоторое критическое поле, ниже которого неколлинеарная фаза не формируется.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен магнитооптический метод визуализации магнитных фаз в тонких пленках ферритов вблизи точки компенсации. Использование температурного градиента в плоскости пленки позволяет одновременно наблюдать области, соответствующие различным магнитным фазам. В полях ниже критического наблюдаются две коллинеарные магнитные фазы, разделенные компенсационной доменной границей. В полях выше критического, наряду с коллинеарными магнитными фазами, экспериментально наблюдается область неколлинеарной магнитной фазы.

## ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22-22-00754).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Белов К.П. // Успехи физ. наук. 1996. Т. 166. № 6. С. 669.  
<https://doi.org/10.3367/UFNr.0166.199606f.0669>

2. Clark A.E., Callen E. // J. Appl. Phys. 1968. V. 39. № 13. P. 5972.  
<https://doi.org/10.1063/1.1656100>
3. Звездин А.К., Попков А.Ф. // ФТТ. 1974. Т. 16. № 4. С. 1082.
4. Davydova M.D., Zvezdin K.A., Kimel A.V., Zvezdin A.K. // J. Phys.: Cond. Matt. 2020. V. 32. № 1. Article No. 01LT01.  
<https://doi.org/10.1088/1361-648X/ab42fa>
5. Geprägs S., Kehlberger A., Coletta F.D. et al. // Nat. Commun. 2016. V. 7. Article No. 10452.  
<https://doi.org/10.1038/ncomms10452>
6. González J.A., Andrés J.P., Anton R.L. // Sensors. 2021. V. 21. № 16. P. 5615.  
<https://doi.org/10.3390/s21165615>
7. Medapalli R., Razdolski I., Savoini M. et al. // Europ. Phys. J. B. 2013. V. 86. № 4. Article No. 183.  
<https://doi.org/10.1140/epjb/e2013-30682-6>
8. Bernasconi J., Kuse D. // Phys. Rev. B. 1971. V. 3. № 3. P. 811.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.3.811>
9. Dionne G.F. // J. Appl. Phys. 1976. V. 47. № 9. P. 4220.  
<https://doi.org/10.1063/1.323204>