

05,13

Магнитооптические свойства висмутзамещенных пленок ферритов—гранатов в сильных импульсных магнитных полях

© Ю.Б. Кудасов^{1,2}, М.В. Логунов³, Р.В. Козабаранов¹, И.В. Макаров², В.В. Платонов^{1,2},
О.М. Сурдин^{1,2}, Д.А. Маслов^{1,2}, А.С. Коршунов², Е.Я. Попов¹, А.С. Светлов¹

¹ Саровский физико-технический институт,
Национальный исследовательский ядерный университет „МИФИ“,
Саров, Россия

² Российский федеральный ядерный центр —
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики,
Саров, Россия

³ Институт радиотехники и электроники РАН,
Москва, Россия

E-mail: kudasov@ntc.vniief.ru

Представлена методика измерения поворота плоскости поляризации света в импульсных магнитных полях напряженностью до 40 Т с чувствительностью около 0.1 deg. Исследован эффект Фарадея в пленках разбавленных ферритов-гранатов $(\text{Lu,Bi})_3(\text{Fe,Ga,Al})_5\text{O}_{12}$ в диапазоне температур от комнатной до 78 К, включая окрестность температуры компенсации магнитного момента. Показано, что переход к неколлинеарной фазе на магнитной фазовой диаграмме происходит при напряженности магнитного поля более 30 Т при комнатной температуре, пороговое поле перехода стремится к нулю при приближении к температуре компенсации магнитного момента.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 16-08-00337 и № 18-52-16006 НЦНИЛ_a), РФФ (проект № 14-19-00760) и программы повышения конкурентоспособности НИЯУ МИФИ.

DOI: 10.21883/FIT.2018.11.46658.13NN

1. Введение

Ферриты-гранаты являются ферромагнетиками, прозрачными в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах. Благодаря своим уникальным свойствам они широко применяются в магнитооптических устройствах [1–3] и представляют интерес для сверхбыстродействующих устройств записи и обработки информации [4,5]. Особенностью ферритов-гранатов является многоподрешеточная магнитная структура, значительные возможности варьирования состава и, как следствие, разнообразие их магнитных и оптических свойств.

Ферриты-гранаты позволяют создавать твердые растворы замещения, в которых ионы металлов располагаются в трех кристаллографических позициях. Редкоземельные ионы находятся в додекаэдрическом окружении, а ионы железа Fe^{3+} (в состоянии с полным спином $S = 5/2$) — в двух позициях: октаэдрической (индекс a) и тетраэдрической (индекс d). Соотношение ионов железа в подрешетках составляет $\text{Na} : \text{Nd} = 2 : 3$. Таким образом, в случае немагнитного иона в додекаэдрической позиции, например, Y^{3+} или Lu^{3+} , феррит-гранат является двухподрешеточным ферромагнетиком. Замещение железа немагнитными ионами (Ga^{3+} , Al^{3+}) позволяет избирательно разбавлять магнитные подрешетки. Так, ионы галлия занимают в основном тетраэдрические позиции [6,7]. В зависимости от технологических факторов (температура отжига, состав и т.д.) до 90–95% замещенных галлием узлов могут оказаться в тетраэдрической позиции [8]. Это позволяет синтезировать ферромагнети-

ки как с точкой компенсации магнитных моментов [1,6], так и с точкой компенсации момента импульса [9,10], что представляют интерес для создания быстродействующих устройств спинтроники. Следует также отметить, что разбавление редкоземельной подрешетки висмутом приводит к заметным изменениям магнитных свойств и значительному росту эффекта Фарадея, что привлекает большое внимание к частично и полностью висмутзамещенным ферритам-гранатам [1–3,7].

Подавляющее большинство магнитооптических исследований монокристаллов и пленок ферритов-гранатов посвящено их спектральным характеристикам (эффекта Фарадея и магнитного кругового дихроизма) в слабых магнитных полях [7,11]. При интерпретации экспериментальных данных при этом возникает неопределенность, связанная с разделением вкладов октаэдрической и тетраэдрической подрешеток, тем более, что в некоторых моделях предполагается значительная роль коллективных эффектов, связанных с ионами обеих подрешеток. Магнитооптические измерения в сильных магнитных полях [12,13] позволяют изменить антиферромагнитную взаимную ориентацию подрешеток железа вплоть до ферромагнитного упорядочения, что открывает возможности разделения вкладов подрешеток в эффект Фарадея и магнитный круговой дихроизм.

Настоящая работа посвящена изучению эффекта Фарадея в пленках разбавленных ферритов-гранатов в магнитных полях, напряженности которых достаточны для перехода к неколлинеарной фазе на магнитной фазовой диаграмме феррита-граната.

2. Методика эксперимента

Для проведения измерений в сильных импульсных магнитных полях была использована установка, описанная в работе [14]. Соленоид для создания сильного магнитного поля с рабочим отверстием 19 mm находился в ванне с жидким азотом. Импульс магнитного поля имел амплитуду до 40 Т и длительность около 10 ms. В рабочем отверстии соленоида располагался оптический криостат. Для расширения температурного диапазона в криостате вблизи образца был дополнительно установлен миниатюрный нагреватель. Температура исследуемого образца могла варьироваться от 77 К до комнатной температуры. В качестве образца использована пленка состава $(\text{Lu}_{3-x}\text{Bi}_x)(\text{Fe}_{5-y-z}\text{Ga}_y\text{Al}_z)\text{O}_{12}$ ($x \sim 0.8$, $y \sim 1$, $z \sim 0.8$), выращенная методом жидкофазной эпитаксии на подложке гадолиний галлиевого граната $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ с ориентацией (111). Толщина пленки составляла 8.3 μm , подложки — 0.5 mm [15]. Пленка имела температуру компенсации от 10 К до 110 К согласно предварительным магнитооптическим измерениям доменной структуры.

Схема измерения угла поворота плоскости поляризации в магнитном поле представлена на рис. 1. В качестве источника излучения использовался гелий-неоновый лазер с длиной волны 633 nm. Зондирующее излучение с такой длиной волны обеспечивает относительно большие углы поворота плоскости поляризации в ферритегранате при незначительном магнитном круговом дихроизме [11]. Кроме того, в этом диапазоне длин волн константа Верде подложки не зависит от температуры [16], что упрощает анализ результатов измерений эффекта Фарадея в пленке феррита-граната. Для повышения чувствительности установки до ~ 0.1 deg применена дифференциальная схема регистрации сигнала. Плоскополяризованное излучение лазера после прохождения через исследуемый образец разделяется на два ортогонально поляризованных пучка, угол поворота плоскости поляризации определяется по нормированной разности интенсивностей излучения в этих пучках (рис. 1).

При прохождении эллиптически поляризованного излучения через поляризационную призму две комплексные компоненты E_x и E_y могут быть описаны в формализме матриц Джонса [1]

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = E_0 \begin{pmatrix} \cos(\theta) & -\sin(\theta) \\ \sin(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos(\psi) \\ i \sin(\psi) \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где E_0 — начальная комплексная амплитуда, $\theta = \theta_0 + \delta\theta$ — угол наклона, θ_0 — начальный угол, $\delta\theta$ — вращение в магнитном поле, ψ — угол эллиптичности излучения.

Сигналы с фотоприемников пропорциональны мощности падающего излучения ($I_1 = |E_x|^2$ и $I_2 = |E_y|^2$). После преобразований получаем:

$$\Delta = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} = \cos(2\theta) \cos(2\psi). \quad (2)$$

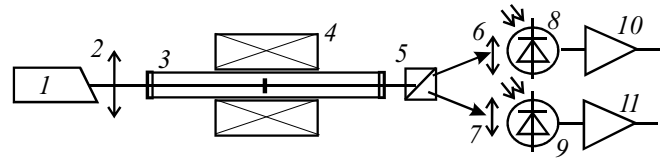


Рис. 1. Блок-схема установки для измерения угла поворота плоскости поляризации в сильных магнитных полях: 1 — лазер, 2 — поляризатор, 3 — криостат с образцом, 4 — соленоид, 5 — призма Волластона, 6, 7 — анализаторы, 8, 9 — фотодиоды, 10, 11 — предусилители.

При начальном угле $\theta_0 = \pi/4$ это отношение становится равным

$$\Delta = \sin(2\delta\theta) \cos(2\psi). \quad (3)$$

Следует отметить, что при малой толщине пленки (малые углы $\delta\theta$ и ψ) это выражение совпадает с полученным из закона Малюса [17] $\Delta \approx \sin(2\delta\theta)$. В выражение (3) не входит интенсивность исходного излучения ($I_0 = |E_0|^2$), благодаря чему устраняется влияние дрейфа мощности излучения лазера на результаты измерений.

3. Результаты измерений

На первом этапе были проведены измерения константы Верде подложки (без магнитной пленки) в магнитных полях до 20 Т при комнатной температуре. Поворот плоскости поляризации излучения в подложке был линеен по величине магнитного поля, и константа Верде составила $V_S = 0.353$ deg/T (для толщины подложки 0.5 mm), что хорошо согласуется с результатами предшествующих работ [16,18] (≈ 0.358 deg/T).

При измерении вращения плоскости поляризации в образце (пленке на подложке) полученные значения углов поворота θ корректировались учетом вращения плоскости поляризации в подложке, т. е. $\theta \rightarrow \theta - \mu_0 H V_S$, где μ_0 — магнитная проницаемость вакуума, H — напряженность магнитного поля в соленоиде. На рис. 2 показаны результаты нескольких измерений вращения плоскости поляризации в пленке $(\text{Lu,Bi})_3(\text{Fe,Ga,Al})_5\text{O}_{12}$ при различных температурах. Во всех экспериментах, кроме проведенного при комнатной температуре, наблюдались особенности, связанные с изменением магнитной структуры в сильном магнитном поле. В слабом поле наблюдался переход от коллинеарной ферромагнитной структуры к угловой фазе при напряженности магнитного поля H_{C1} с сильным нелинейным изменением угла поворота. В сильных магнитных полях ($> 15-20$ Т) происходил переход к слабой линейной зависимости при напряженности магнитного поля H_{C2} . Следует отметить, что определить положение перехода H_{C2} непросто из-за очень плавного изменения режима вращения плоскости поляризации излучения. При низких температурах наблюдалась небольшая ступенька при переходе к неколлинеарной структуре при напряженности магнитного поля H_{C1} .

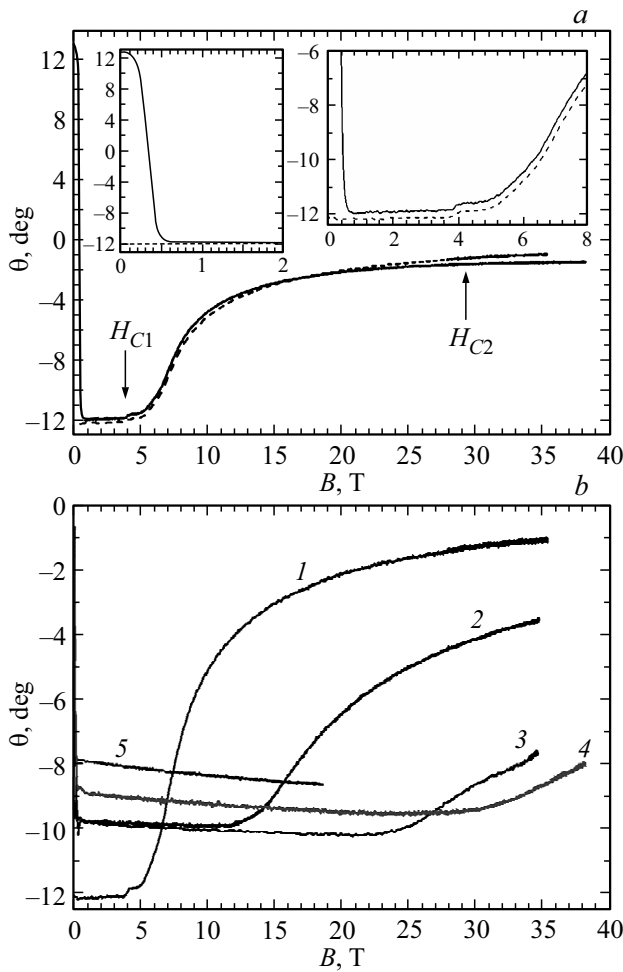


Рис. 2. Зависимости угла поворота плоскости поляризации θ в пленке $(\text{Lu,Bi})_3(\text{Fe,Ga,Al})_5\text{O}_{12}$ от напряженности магнитного поля B . (а) $\theta(B)$ при $T = 78$ К, с предварительным намагничиванием вдоль приложенного поля (пунктирная линия) и в противоположном направлении (сплошная линия); на вставках показаны увеличенные фрагменты зависимостей. (б) $\theta(B)$ при температурах 78 ± 1 К (1), 149 ± 2 К (2), 209 ± 3 К (3), 231 ± 3 К (4), 293 ± 1 К (5).

Одной из особенностей проводимых измерений был однополярный характер магнитного поля [14]. При низких температурах (вблизи точки компенсации) магнитное состояние образца сохранялось при выключении магнитного поля из-за повышения коэрцитивной силы пленки при приближении к температуре компенсации. На рис. 2, а показаны результаты двух экспериментов при температуре 78 К, в первом из которых пленка была предварительно намагничена вдоль магнитного поля, генерируемого установкой, а во втором — в противоположном направлении. Видно, что в эксперименте со встречным предварительным намагничиванием в магнитном поле около 0.3 Т произошел разворот плоскости поляризации. Из этого можно сделать вывод, что поле насыщения пленки превышает ~ 0.3 Т (что может быть связано с увеличением коэрцитивной силы пленки по

мере приближения к температуре компенсации магнитного момента), а точка температурной компенсации магнитных моментов подрешеток лежит ниже 78 К.

4. Обсуждение результатов

В рамках простейшей модели вращение плоскости поляризации в пленках $(\text{Lu}_{1-x}\text{Bi}_x)_3(\text{Fe}_{1-y-z}\text{Ga}_y\text{Al}_z)_5\text{O}_{12}$ описывается двумя диамагнитными переходами, соответствующими октаэдрической и тетраэдрической подрешеткам железа [1,7,11]. Согласно [1,19] угол поворота плоскости поляризации в феррите-гранате с немагнитными ионами в додекаэдрической подрешетке может быть представлен следующим выражением:

$$\theta = AM_a + DM_d, \quad (4)$$

где A и D — коэффициенты, зависящие от степени замещения редкоземельного иона висмутом, M_a и M_d — проекции магнитных моментов октаэдрической и тетраэдрической подрешеток вдоль направления распространения света. Отметим, что коэффициенты A и D заметно отличаются друг от друга, т.е. ионы железа, находящиеся в двух подрешетках, дают различные вклады в фарадеевское вращение. Магнитные моменты октаэдрической и тетраэдрической подрешеток развернуты в противоположных направлениях из-за антиферромагнитного взаимодействия между ними, и поэтому вклады от этих подрешеток в фарадеевское вращение и магнитный круговой дихроизм на длине волны 633 нм имеют различные знаки. Полученные значения начального угла поворота хорошо согласуются с параметрами модели из работ [7,11].

На зависимостях $\theta(B)$ (рис. 2) отчетливо виден переход к неколлинеарной фазе на магнитной фазовой диаграмме при напряженности магнитного поля H_{C1} . В антиферромагнетике спин-флоп переход является переходом первого рода [2], а в ферримагнетике вблизи точки компенсации происходит быстрый, но непрерывный разворот подрешеток поперек направления магнитного поля, что и наблюдается выше критического поля H_{C1} до характерного магнитного поля H_{C2} . Выше H_{C2} происходит схлопывание подрешеток к направлению магнитного поля. Здесь следует заметить, что обменное взаимодействие между подрешетками железа в феррите-гранате очень сильное и, как правило, соответствует магнитным полям более 100 Т [20,21]. Оценки из теории среднего поля с параметрами, соответствующими пленке $(\text{Lu}_{2.2}\text{Bi}_{0.8})(\text{Fe}_{3.2}\text{Ga}_1\text{Al}_{0.8})\text{O}_{12}$ [6,21], дают оценку поля спин-флип перехода порядка 570 Т. Это значение более чем на порядок превышает максимальное значение в наших экспериментах. Поэтому в магнитных полях выше H_{C2} мы наблюдаем очень слабое изменение угла поворота плоскости поляризации. Похожее поведение наблюдалось в разбавленном гольдмиевом феррите-гранате [13,22].

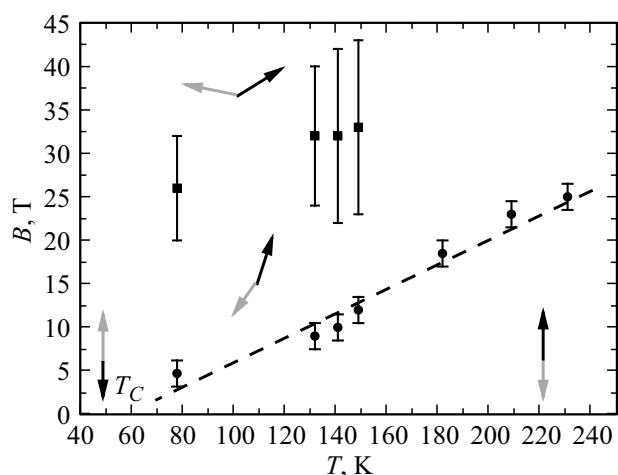


Рис. 3. Магнитная фазовая диаграмма пленки феррита-граната. Изменение магнитных фаз показано схематично. Круглые маркеры соответствуют пороговому полю перехода в неколлинеарную фазу H_{C1} , квадратные маркеры — полю H_{C2} .

На рис. 3 приведена фазовая диаграмма феррита-граната, построенная на основании результатов проведенных экспериментов. Переход к неколлинеарной фазе на магнитной фазовой диаграмме происходит при напряженности магнитного поля от 4 до 25 Т в зависимости от температуры феррита-граната, поле перехода снижается по мере приближения к температуре компенсации магнитного момента. Большая погрешность в определении H_{C2} связана с плавным характером вращения плоскости поляризации. Температуру компенсации по полученным результатам измерений можно оценить как 65 ± 10 К (см. пунктирную линию на рис. 3).

5. Заключение

В работе представлена методика измерения малых углов поворота плоскости поляризации света в импульсных магнитных полях. Чувствительность методики составляет около 0.1 deg. Выполнены измерения эффекта Фарадея в пленке $(\text{Lu,Bi})_3(\text{Fe,Ga,Al})_5\text{O}_{12}$ при температурах от комнатной до 78 К в магнитных полях до 40 Т. Показано, что переход к неколлинеарной фазе на магнитной фазовой диаграмме феррита-граната происходит при напряженности магнитного поля $H_{C1} > 30$ Т при комнатной температуре, поле H_{C1} стремится к нулю при приближении к температуре компенсации магнитного момента.

Список литературы

- [1] A.K. Zvezdin, V.A. Kotov. Modern magneto-optics and magneto-optical materials. Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia (1997). 381 p.
- [2] В.А. Боков. Физика магнетиков. Невский Диалект, СПб. (2002). 271 с.

- [3] L. Bi, J. Hu, P. Jiang, H.S. Kim, D.H. Kim, M.C. Onbasli, G.F. Dionne, C.A. Ross. *Materials* **6**, 5094 (2013).
- [4] M. Deb, M. Vomir, J.-L. Rehspringer, J.-Y. Bigot. *Appl. Phys. Lett.* **107**, 252404 (2015).
- [5] A. Stupakiewicz, K. Szerenos, D. Afanasiev, A. Kirilyuk, A.V. Kimel. *Nature* **542**, 71 (2017).
- [6] P. Hansen, P. Röschmann, W. Tolksdorf. *J. Appl. Phys.* **45**, 2728 (1974).
- [7] L.E. Helseth, R.W. Hansen, E.I. P'yashenko, M. Baziljevich, T.H. Johansen. *Phys. Rev. B* **64**, 174406 (2001).
- [8] P. Röschmann, P. Hansen. *J. Appl. Phys.* **52**, 6257 (1981).
- [9] Н.А. Логинов, М.В. Логунов, В.В. Рандошкин. *ФТТ* **31**, 10, 58 (1989).
- [10] В.В. Волков, В.А. Боков. *ФТТ* **50**, 193 (2008).
- [11] M. Deb, E. Popova, A. Fouchet, N. Keller. *J. Phys. D* **45**, 455001 (2012).
- [12] Р.В. Писарев, И.Г. Синий, Г.А. Смоленский. *Письма в ЖЭТФ* **9**, 294 (1969).
- [13] В.В. Дружинин, А.И. Павловский, О.М. Таценко, А.С. Лагутин, В.В. Платонов. *ФТТ* **34**, 3755 (1992).
- [14] Ю.Б. Кудасов, И.В. Макаров, Д.А. Маслов, В.В. Платонов, Е.Я. Попов, О.М. Сурдин, С.Л. Воронов, А.Ю. Мальшев, С.В. Коротков, Ю.В. Аристов, В.М. Водовозов. *ПТЭ* **6**, 78 (2015).
- [15] M.V. Gerasimov, M.V. Logunov, A.V. Spirin, Y.N. Nozdrin, I.D. Tokman. *Phys. Rev. B* **94**, 014434 (2016).
- [16] А.К. Звездин, С.В. Копчик, Г.С. Кринчик, Р.З. Левитин, В.А. Лысков, А.И. Попов. *Письма в ЖЭТФ* **37**, 331 (1983).
- [17] В.В. Алексеев, Ю.Б. Кудасов, В.В. Шкарубский. *ПТЭ* **4**, 151 (1988).
- [18] P. Novotný, M. Křížánková, P. Boháček. *J. Anal. Sci. Meth. Instr.* **3**, 13 (2013).
- [19] P. Hansen, C.-P. Klages, J. Schuldt, K. Witter. *Phys. Rev. B* **31**, 5858 (1985).
- [20] N. Miura, I. Oguro, S. Chikazumi. *J. Phys. Soc. Jpn* **45**, 1534 (1978).
- [21] A.K. Zvezdin. In: *Handbook of Magnetic Materials.* / Ed. K.H.J. Buschow, Elsevier Science (1995) V. 9. 405 p.
- [22] V.V. Druzhinin, A.I. Pavlovskii, V.V. Platonov, O.M. Tatsenko, A.S. Lagutin. *Physica B* **177**, 315, (1992).

Редактор К.В. Емцев