

05;12

## Структура индуцированной магнитным полем модулированной фазы монокристалла $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3 : \text{Ga}$

© С.Р. Бойдедаев

Национальный университет Узбекистана им. Улугбека,  
100174 Ташкент, Узбекистан  
e-mail: optic@nuuz.uzsci.net

(Поступило в Редакцию 22 июля 2009 г. В окончательной редакции 24 марта 2010 г.)

Исследованы полевая и ориентационная зависимости магнитного линейного двулучепреломления в монокристалле  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3 : \text{Ga}$ . Полученные экспериментальные результаты позволили уточнить и конкретизировать структуру, а также выявить особенности технического намагничивания модулированной магнитной фазы этого слабого ферромагнетика. Показано, что используемая модель модулированной магнитной структуры кристалла вполне адекватно описывает экспериментальную ситуацию.

Примечательной особенностью процесса технического намагничивания легированного галлием кристалла гематита ( $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3 : \text{Ga}$ ) является возникновение в некотором интервале внешнего магнитного поля  $H$  длиннопериодической пространственной модуляции параметра магнитного порядка этого легкоплоскостного слабого ферромагнетика [1,2]. Выполненные в работах [1,2] исследования показали, что модулированная магнитная структура (ММС)  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3 : \text{Ga}$  появляется при температуре  $T > 260 \text{ K}$ , при этом ее период и направление в плоскости легкого намагничивания (в плоскости (111)) кристалла могут управляться с помощью незначительного по величине поля  $H$ , что представляет интерес с точки зрения практического применения обнаруженного эффекта в функциональных элементах оптоэлектроники и сверхвысокочастотной (СВЧ) техники, в которых гематит используется в качестве активной среды.

При интерпретации полученных в [1,2] экспериментальных результатов предполагалось, что ММС  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3 : \text{Ga}$  имеет вид статичной поперечной спиновой волны, линейно поляризованной в плоскости (111), в которой азимут локального вектора ферромагнетизма  $\mathbf{m}$  осциллирует около направления  $\mathbf{H}$  (соответственно азимут локального вектора антиферромагнетизма  $\mathbf{I}$  осциллирует около направления, перпендикулярного  $\mathbf{H}$ ). Однако существует и альтернативная точка зрения на возможную структуру ММС: модуляция параметра магнитного порядка кристалла может быть связана с периодическим выходом вектора  $\mathbf{m}$  из плоскости (111), возникающим при смещении вдоль направлений, перпендикулярных осям  $C_2$  [3]. Очевидно, что для поиска адекватных эксперименту теоретических моделей перехода кристалла из однородного магнитного состояния в модулированное важно знать топологию его ММС. Ниже представлены результаты экспериментальных исследований пространственного распределения параметра магнитного порядка в реализующейся во внешнем поле  $H$  неоднородной фазе  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3 : \text{Ga}$ .

### Методика эксперимента и образцы

Поскольку магнитооптическая анизотропия антиферромагнетиков существенно зависит от ориентации вектора  $\mathbf{I}$  относительно кристаллографических осей (см., например, [4]), в настоящей работе с целью экспериментального определения структуры неоднородного магнитного состояния  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3 : \text{Ga}$  исследовалось магнитное линейное двулучепреломление (МЛД) в этом кристалле. Согласно [5,6], при распространении света вдоль оптической оси — оси  $C_3$  (в направлении нормали к плоскости (111)) величина МЛД в гематите в точке на плоскости (111) с координатами  $(x, y)$  может быть представлена в виде

$$\Phi = \varphi(x, y) \sin 2[\theta - \beta(x, y)], \quad (1)$$

$$\varphi(x, y) = \varphi_0(a^2 + b^2)^{1/2}, \quad \varphi_0 = \frac{2\pi(n_{\parallel} - n_{\perp})d}{\lambda},$$

$$a = d^{-1} \int_0^d \cos 2\beta(x, y, z) dz, \quad b = d^{-1} \int_0^d \sin 2\beta(x, y, z) dz,$$

где  $y$  и  $x$  — соответственно пространственные координаты вдоль оси  $C_2$  и вдоль перпендикулярного этой оси направления, а  $z$  — вдоль оси  $C_3$ ;  $\beta$  — угол между направлением проекции вектора  $\mathbf{I}$  на плоскость (111) и осью  $C_2$ ;  $\theta$  — азимут плоскости поляризации падающего на кристалл света относительно той же оси;  $n_{\parallel}$ ,  $n_{\perp}$  — показатели преломления для света с длиной волны  $\lambda$ , линейно поляризованного соответственно вдоль и поперек направления плоскостной компоненты вектора  $\mathbf{I}$ ;  $d$  — толщина кристалла (параметры  $a$  и  $b$  учитывают возможную неоднородность угла  $\beta$  вдоль оси  $C_3$ ).

Как видно из (1), при фиксированных  $x$  и  $y$  зависимость  $\Phi(\theta)$  представляется гармонической функцией, начальная фаза  $\beta$  и амплитуда  $\varphi$  которой характеризуют соответственно направление и модуль антиферромагнитного момента в данной точке плоскости (111). Следовательно, из результатов исследований зависимости МЛД

от угла  $\theta$  на основании (1) можно судить о пространственной ориентации локального вектора  $\mathbf{I}$  в кристалле.

В экспериментах использовался один из образцов монокристалла  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3 : \text{Ga}$  (содержание Ga  $\sim 0.5$  wt.%), на которых были выполнены исследования ММС в [1,2]: образец представлял собой плоско-параллельную пластинку с поперечными размерами  $\sim 5 \times 5$  mm, толщиной  $\sim 250 \mu\text{m}$ , развитые грани которой совпадали с плоскостью (111). Магнитное состояние образца контролировалось магнитооптическим методом, описанным в работах [1,2]: с помощью поляризационного микроскопа визуально наблюдалась эволюция доменной структуры кристалла, происходящая при изменении величины и направления  $\mathbf{H}$ . Наблюдения проводились „на просвет“ в окне оптической прозрачности  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3 : \text{Ga}$  (в области длин волн  $\lambda \approx 1 \mu\text{m}$ ). Изображения кристалла получались на экране электронно-оптического преобразователя и фиксировались цифровой фотокамерой, состыкованной с компьютером.

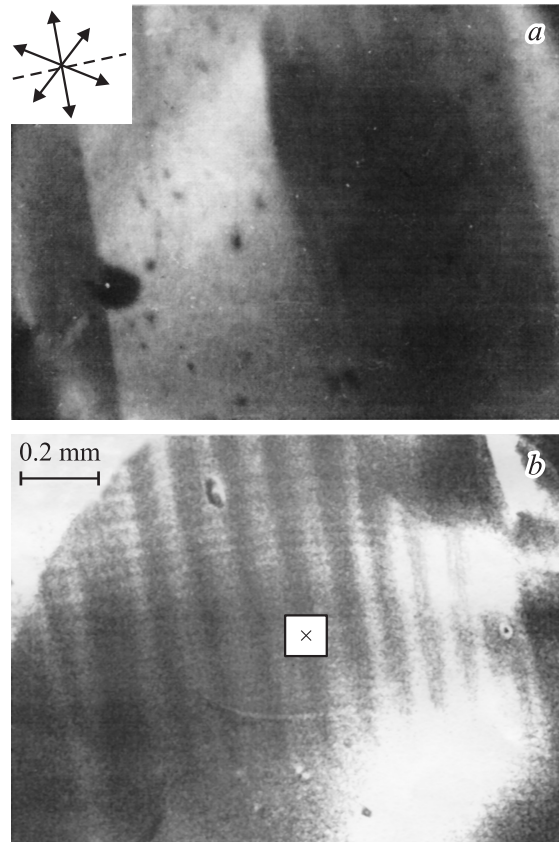
Исследования МЛД были выполнены при комнатной температуре на длине волны  $\lambda \approx 1.15 \mu\text{m}$  излучения He–Ne-лазера в постоянном магнитном поле напряженностью  $H \leq 50$  Oe (во всех экспериментах вектор  $\mathbf{H}$  лежал в плоскости (111) кристалла) при нормальном падении света на плоскость образца. Величина МЛД определялась при помощи фазового компенсатора (пластинки  $\lambda/4$ ) по традиционной методике, использующей модуляцию азимута плоскости поляризации падающего на фотоприемник света [7]. Чувствительность экспериментальной установки по углу  $\Phi$  составляла  $\sim 0.001^\circ$ , относительная ошибка измерений —  $\sim 5\%$ .

При исследованиях ориентационной зависимости МЛД лазерное излучение при помощи микроскопа фокусировалось на поверхности образца в пятно диаметром  $\sim 15 \mu\text{m}$ . Учитывая, что пространственный период магнитной неоднородности  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3 : \text{Ga} \sim 100 \mu\text{m}$  [1,2], при этих условиях эксперимента можно рассматривать исследуемый участок поверхности кристалла как точечный, полагая в пределах площади светового пятна  $\beta(x, y) \approx \text{const}$ . Держатель образца имел возможность двухкоординатного перемещения в фокальной плоскости микроскопа, что позволяло проводить измерения МЛД в заданной области кристалла.

## Экспериментальные результаты и их обсуждение

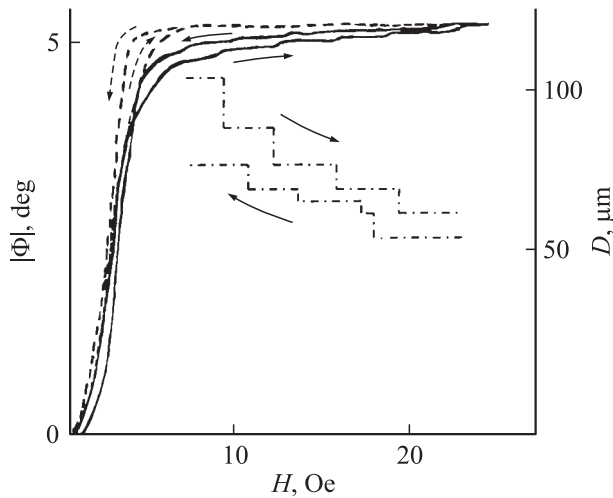
Для реализации ММС в  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3 : \text{Ga}$  были воспроизведены условия ее существования, установленные в [1,2]: при комнатной температуре образец намагничивался вдоль „трудной“ оси (при ориентации вектора  $\mathbf{H}$  перпендикулярно одной из осей  $C_2$ ).<sup>1</sup> На рис. 1, *a* и *b* приведены изображения образца, полученные при  $H = 0$  и 6 Oe

<sup>1</sup> Направления осей  $C_2$  определялись по естественной огранке кристалла.



**Рис. 1.** Изображения исследованного кристалла  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3 : \text{Ga}$ , полученные в поляризованном свете при  $H = 0$  (*a*) и 6 Oe (*b*). Двойные стрелки на рис. *a* — направления осей  $C_2$ , пунктир — направление намагничивания; крестиком на рис. *b* указано положение светового луча, при котором исследовалась зависимость  $\Phi(\theta)$ .

( $\mathbf{H} \perp C_2$ ) соответственно. Как видно из рис. 1, *a*, в немагнитном состоянии образец имеет обычную  $180^\circ$ -ную доменную структуру с ориентацией доменных границ вблизи направления одной из осей  $C_2$  (изображение доменной структуры получено при угле падения  $\sim 10^\circ$ , что обеспечило появление проекции вектора  $\mathbf{m}$  на направление распространяющегося в кристалле света и, как следствие, увеличение контраста изображения соседних доменов за счет эффекта Фарадея). При намагничивании образца в направлении, перпендикулярном оси  $C_2$ , сначала при  $H \approx 5$  Oe изображения доменов пропадают (кристалл монодоменизируется), а затем с ростом  $H$  на изображении образца появляется квазипериодическая система различающихся контрастом полос (рис. 1, *b*), которая связывалась при исследованиях [1,2] с переходом кристалла в модулированное магнитное состояние. Возникающая система полос существует в интервале намагничивающего поля  $6 \leq H \leq 22$  Oe, при этом ее период  $D$  (среднее расстояние между двумя соседними светлыми или темными полосами) изменяется при изменении  $H$  путем скачкообразного изменения числа наблюдаемых полос на регистрируемой длине, что



**Рис. 2.** Полевая зависимость магнитного линейного двулучепреломления  $|\Phi|$  в  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3 : \text{Ga}$ . Сплошная линия —  $\mathbf{H} \perp C_2$ , пунктир —  $\mathbf{H} \parallel C_2$  (время развертки магнитного поля  $\sim 15$  с). Штрихпунктир — полевая зависимость пространственного периода ММС  $D$ . Стрелки показывают направление изменения напряженности магнитного поля.

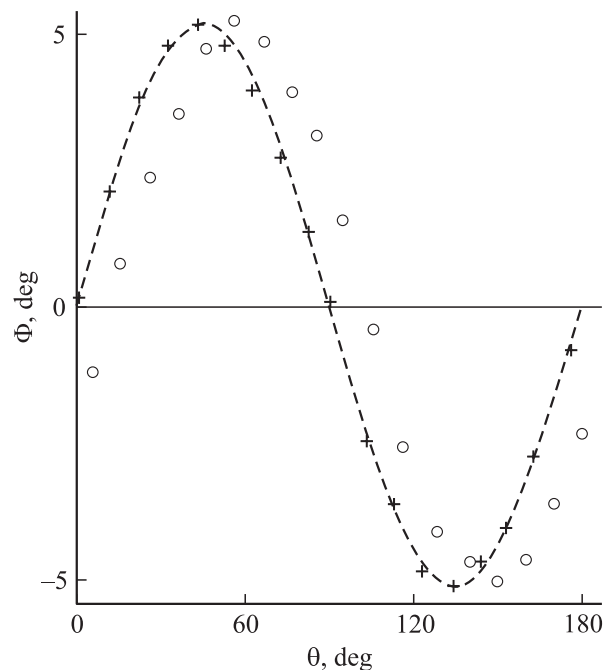
на графике зависимости  $D(H)$ , представленной на рис. 2, показано в виде ступенек (близкая к этой зависимости  $D(H)$  была получена в работе [1]).<sup>2</sup>

На рис. 2 показаны „интегральные“ (т.е. измеренные при засветке всей поверхности образца) полевые зависимости МЛД исследованного кристалла, полученные при азимуте поляризатора  $\theta = 45^\circ$  при ориентации вектора  $\mathbf{H}$  вдоль оси  $C_2$  и вдоль перпендикулярного этой оси направления. Измеренные при этих ориентациях намагничивающего поля значения МЛД имеют разные знаки, поэтому для удобства сопоставления графиков на рис. 2 приводятся величины  $|\Phi|$ .

Многочисленными экспериментальными исследованиями установлено, что в магнитном отношении номинально чистый кристалл  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  практически изотропен в плоскости (111) (при комнатной температуре поле внутриплоскостной гексагональной анизотропии  $H_A \approx 0.05$  Ое [8]). Однако, как видно из рис. 2, при изменении направления вектора  $\mathbf{H}$  в плоскости образца вид получаемых кривых  $\Phi(H)$  заметно различается: меняется начальный наклон и магнитный гистерезис, магнитное насыщение достигается при разных значениях  $H$ . Особенно заметным различие характера исследованных зависимостей  $\Phi(H)$  становится при приближении образца к состоянию магнитного насыщения. Из рис. 2, в частности, следует, что в области достаточно высоких полей в отличие от ориентации  $\mathbf{H} \parallel C_2$ , при которой в случае  $H > 5$  Ое величина  $\Phi$  практически

не зависит от  $H$ , а в случае  $\mathbf{H} \perp C_2$  при выходе на насыщение зависимость  $\Phi(H)$  имеет немонотонный (скачкообразный) вид. Из сравнения представленных на рис. 2 графиков отчетливо видна корреляция положения скачков на кривой  $\Phi(H)$  при  $\mathbf{H} \perp C_2$  и ступенек на зависимости  $D(H)$ .

На рис. 3 приведены „локальные“ (свет сфокусирован в точке поверхности образца, соответствующей центру одной из полос структуры, см. рис. 1, *b*) зависимости МЛД в  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3 : \text{Ga}$  от ориентации плоскости поляризации падающего на кристалл света, измеренные при двух значениях магнитного поля ( $\mathbf{H} \perp C_2$ ):  $H_1 = 6$  Ое — поле, в котором существует ММС, и  $H_2 = 50$  Ое — поле, в котором намагниченность кристалла заведомо однородна (см. рис. 2), т.е. вектор  $\mathbf{I}$  лежит в плоскости (111) и перпендикулярен вектору  $\mathbf{H}$ . Из рис. 3 следует, что как в однородном, так и в модулированном магнитном состоянии кристалла экспериментальные зависимости  $\Phi(\theta)$  хорошо описываются гармоническими функциями от  $2\theta$ , амплитуда которых практически не зависит от напряженности магнитного поля. Последнее, очевидно, означает, что в ММС намагниченность кристалла однородна по его толщине (т.е.  $\beta(z) = \text{const}$ ), причем вектор  $\mathbf{I}$  (так же как и в однородной магнитной фазе) не выходит из плоскости (111). Согласно (1), в этом случае экстремальные значения  $\Phi = \pm\Phi_0$  на зависимостях  $\Phi(\theta)$  в точке  $(x, y)$  будут иметь место при  $\theta = \beta \pm 45^\circ$ . Это условие позволяет непосредственно из приведенных на рис. 3 графиков найти угол  $\beta$ , т.е. определить азимут вектора  $\mathbf{I}$  относительно оси  $C_2 \perp \mathbf{H}$  в заданной точке



**Рис. 3.** Ориентационные зависимости магнитного линейного двулучепреломления  $\Phi$  в  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3 : \text{Ga}$ , полученные при  $H = 50(+)$  и  $6$  Ое ( $\circ$ ). Штриховая кривая — зависимость  $\Phi \propto \sin 2\theta$ , точки — эксперимент.

<sup>2</sup> Приведенные на рис. 2 значения  $D$  определялись делением расстояния (измеряемого при помощи окуляра-микрометра) между центрами крайних светлых (темных) полос на  $(n-1)$ , где  $n$  — полное число светлых (темных) полос, наблюдаемых на изображении образца в заданном поле  $H$ .

поверхности образца. Поскольку при измерениях МЛД точка на поверхности кристалла выбрана в центре одной из визуально наблюдаемых в поляризационный микроскоп полос (рис. 1, *b*), можно заключить, что при комнатной температуре в ММС  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3 : \text{Ga}$  амплитуда угла отклонения вектора  $\mathbf{I}$  от направления оси  $C_2$  в поле  $H = 0.6 \text{ Oe}$  составляет  $\sim 15^\circ$ .

Возвращаясь к обсуждению полевой зависимости МЛД в  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3 : \text{Ga}$  следует учесть, что в модулированной магнитной фазе, где направление вектора  $\mathbf{I}$  изменяется от точки к точке в плоскости образца в направлении вектора  $\mathbf{H}$ , измеряемая „интегральная“ величина  $\Phi$  определяется средним по площади сечения лазерного луча значением функции  $\sin 2[\theta - \beta(x)]$ . Из результатов выполненного в [1,2] теоретического рассмотрения фазового перехода кристалла из однородного магнитного состояния в пространственно модулированное следует, что угол отклонения локального вектора  $\mathbf{I}$  от оси  $C_2$  в ММС определяется так

$$\begin{aligned} \beta(x) &= [(A - 8\pi^4\gamma/D^4)/3B]^{1/2} \sin(2\pi x/D) \\ &= \beta_0 \sin(2\pi x/D), \end{aligned} \quad (2)$$

где  $A$ ,  $B$ ,  $\gamma$  — не зависящие от  $H$  константы,  $x$  — текущая координата вдоль направления вектора  $\mathbf{H} \perp C_2$ . Тогда на основании (1) при  $\theta = 45^\circ$  среднее значение  $\Phi$  можно представить в виде

$$\begin{aligned} \Phi &\propto r^{-1} \int_0^r \cos[2\beta_0 \sin(2\pi x/D)] dx \\ &= r^{-1} \int_0^r [J_0(2\beta_0) + 2 \sum_{k=1}^n J_{2k}(2\beta_0) \cos(4\pi kx/D)] dx \\ &\approx J_0(2\beta_0) + J_2(2\beta_0)D \sin(4\pi r/D)/2\pi r, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $r$  — линейный размер образца в направлении  $\mathbf{H}$  в сечении лазерного луча,  $J_0(2\beta_0)$  и  $J_2(2\beta_0)$  — функции Бесселя соответственно нулевого и второго порядка [9].

Поскольку для экспериментально найденного значения амплитуды угла  $\beta$  величина  $J_0(2\beta_0) \gg J_2(2\beta_0)$  (при  $\beta_0 = 15^\circ$   $J_0(0.52) \approx 0.93$ ,  $J_2(0.52) \approx 0.01$  [9]), а период модуляции  $D \ll r$  ( $r \approx 1.5 \text{ mm}$  — диаметр лазерного луча), из (3) следует, что в модулированной магнитной фазе кристалла полевая зависимость МЛД целиком определяется зависимостью слагаемого  $J_0(2\beta_0)$  от  $H$ . Из (2) видно, что в случае скачкообразного изменения периода модуляции угол  $\beta_0$  также будет меняться скачкообразно. С учетом (3) это означает, что скачки, наблюдаемые на зависимости  $\Phi(H)$  при  $\mathbf{H} \perp C_2$  (рис. 2), обусловлены скачкообразным изменением в магнитном поле величины  $\beta_0$ . Согласно приведенным на рис. 2 экспериментальным результатам, с ростом  $H$  период ММС кристалла уменьшается, причем при одном и том же значении  $H$  величина  $D$  оказывается различной в зависимости от того, измерена она при росте поля от нуля или при уменьшении напряженности поля от

максимума, поэтому в соответствии с (2) и (3) при увеличении  $H$  скачки на кривой  $\Phi(H)$  при  $\mathbf{H} \perp C_2$  уменьшаются и на обратном ходе намагничивания оказываются практически незаметными (см. рис. 2).

Таким образом, выполненные экспериментальные исследования полевой и ориентационной зависимостей МЛД  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3 : \text{Ga}$  подтверждают модель ММС этого слабого ферромагнетика, предложенную в работах [1,2]. Из анализа полученных экспериментальных результатов следует, что процесс технического намагничивания неоднородной магнитной фазы исследованного кристалла осуществляется путем скачкообразного доворота вектора  $\mathbf{I}$  к оси  $C_2 \perp \mathbf{H}$ .

В заключение считаю своим приятным долгом выразить признательность Б.Ю. Соколову за плодотворное обсуждение результатов данной работы.

## Список литературы

- [1] Азаматов З.Т., Караев А.Т., Соколов Б.Ю., Федоров Ю.М. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 3. С. 84–87.
- [2] Соколов Б.Ю. // ЖЭТФ. 2004. Т. 126. Вып. 2(8). С. 472–482.
- [3] Чжан А.В. // ФТТ. 2008. Т. 50. Вып. 6. С. 1064–1067.
- [4] Смоленский Г.А., Писарев Р.В., Синий И.Г. // УФН. 1975. Т. 116. Вып. 2. С. 231–270.
- [5] Федоров Ю.М., Лексиков А.А., Аксенов А.Е. // ФТТ. 1984. Т. 26. Вып. 1. С. 220–226.
- [6] Ахмадуллин И.Ш., Голенцев-Кутузов В.А., Мигачев С.А., Садыков М.Ф. // ФТТ. 2002. Т. 44. Вып. 2. С. 321–324.
- [7] Червинский М.М., Глаголев С.Ф., Архангельский В.Б. Методы и средства измерений магнитных характеристик пленок. Л.: Энергоатомиздат, 1990. 208 с.
- [8] Преображенский В.Л., Шишков А.А., Экономов Н.А. // ФТТ. 1987. Т. 29. Вып. 12. С. 3549–3552.
- [9] Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М.: Наука, 1978. 781 с.