

05;12

Модулированная магнитная структура слабого ферромагнетика $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3 : \text{Ga}$

© З.Т. Азаматов,¹ А.А. Караев,¹ Б.Ю. Соколов,¹ Ю.М. Федоров²¹ Ташкентский государственный университет,
700095 Ташкент, Узбекистан² Институт физики СО РАН,
660036 Красноярск, Россия

(Поступило в Редакцию 17 апреля 2000 г.)

Исследована доменная структура разбавленного слабого ферромагнетика $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3 : \text{Ga}$. Обнаружено, что в магнитных полях определенной величины и направления, приложенных в базисной плоскости кристалла, возникают неоднородности его магнитного состояния, связанные с периодическим отклонением вектора антиферромагнетизма от легкой оси кристаллографической анизотропии. Получена фазовая диаграмма модулированного магнитного состояния, отражающая наличие оси симметрии третьего порядка, и изучена зависимость пространственного периода модуляции от величины внешнего магнитного поля. Сделано феноменологическое описание обнаруженной магнитной сверхструктуры и обсуждаются физические причины ее возникновения.

Обычно считается, что основной причиной неустойчивости однородного магнитного состояния магнитоупорядоченных диэлектриков являются обменные взаимодействия разных знаков между ближайшими атомными соседями и следующими за ближайшими. Возникающие в этом случае магнитные структуры на сегодняшний день достаточно хорошо исследованы как экспериментально, так и теоретически (см., например, [1]). Однако известно [2], что при определенных условиях переход магнетика из однородного в неоднородное магнитное состояние возможен и при наличии слабого случайного поля. Появление случайного поля может быть обусловлено, в частности, локальными пространственными вариациями величин конкурирующих анизотропных взаимодействий магнитоактивного иона с окружением. Так, в [3] теоретически показано, что в легкоплоскостных антиферромагнетиках причиной, делающей энергетически невыгодным состояние с однородным вектором антиферромагнетизма, могут стать объемные или точечные дефекты их кристаллической решетки. Возникающие при этом неоднородные магнитные состояния изучены значительно меньше.

Относительно недавно в [4] сообщалось об экспериментальном обнаружении в некотором интервале магнитных полей магнитной сверхструктуры легкоплоскостных антиферромагнетиков (в слабо ферромагнитной фазе) гематита $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ и бората железа FeBO_3 при введении в их состав в небольшом количестве диамагнитных ионов Ga и Mg. С целью изучения параметров обнаруженных модулированных магнитных состояний разбавленных слабых ферромагнетиков в настоящей работе были проведены дальнейшие исследования влияния магнитного поля на магнитную структуру кристалла $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3 : \text{Ga}$. Эти исследования были стимулированы еще и тем, что гематит является перспективной средой для элементной базы различных высокочастотных

устройств. С этой точки зрения существующие строгие технологические критерии однородности макроскопических магнитных характеристик материала требуют выяснения возможных причин его магнитной неоднородности.

Образцы и методика эксперимента

При синтезе гематита в шихту была добавлена окись галлия, составляющая $\sim 0.1\%$ в весовом отношении к окиси железа. После синтеза из монокристаллов $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3 : \text{Ga}$ вырезались пластинки толщиной $\sim 50 \mu\text{m}$ и поперчным размером $\sim 3 \times 3 \text{ mm}$ так, чтобы главная ось симметрии кристалла C_3 совпадала с нормалью к плоскости образца. С целью снятия механических напряжений и более равномерного распределения примесей по объему полученные образцы отжигались на воздухе в течение 10 h при $T = 500^\circ\text{C}$. Из магнитных измерений нами установлено, что примесь ионов Ga практически не изменила температуру Нееля ($T_N = 950 \text{ K}$) синтезированных образцов по сравнению с беспримесным $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, в то же время привела к смещению температуры Морина ниже температуры кипения азота.

В качестве экспериментальной методики изучения магнитного состояния $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3 : \text{Ga}$ применялся магнитооптический метод визуализации доменной структуры исследуемого образца. Выбор методики определялся главным образом тем, что доменная структура гематита подробно исследована именно магнитооптическим методом [5], поэтому существует возможность детального анализа различий в поведении отклика на внешнее магнитное поле номинально чистых (беспримесных) и разбавленных диамагнитной примесью кристаллов. Кроме того, учитывая, что характерный размер обнаруженных в [4] магнитных неоднородностей составляет

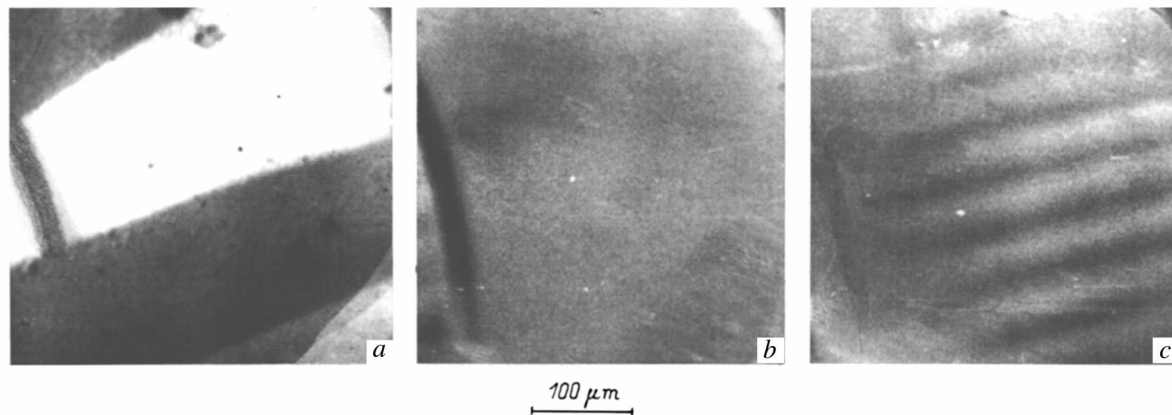


Рис. 1. Изображение образца в поляризованном свете: $H = 0$ (a), 5 (b), 7 Oe (c).

$\sim 50 \mu\text{m}$, исследование модулированных магнитных состояний требует достаточно высокого пространственного разрешения, которое обеспечивает магнитооптический метод.

Наблюдение доменной структуры осуществлялось "на просвет" в окне прозрачности гематита (в спектральной области $\sim 0.8\text{--}1.1 \mu\text{m}$) в скрещенной геометрии осей системы поляризатор–анализатор при помощи поляризационного микроскопа при комнатной температуре. Свет распространялся вдоль C_3 -оси. Однородное магнитное поле создавалось двумя парами катушек Гельмгольца. Магнитное поле прикладывалось в базисной плоскости образца и варьировалось по величине и направлению относительно осей магнитной анизотропии кристалла. Для ориентации образца использовалась методика, подробно описанная в [5]. Изображение доменной структуры образца считывалось видеокамерой, отцифровывалось и поступало в компьютер.

Экспериментальные результаты

На рис. 1 показана эволюция доменной структуры образца под действием поля H , приложенного вдоль направления, перпендикулярного направлению доменных границ в размагниченном состоянии. Наложение поля приводит к тому, что сначала кристалл монодоменизируется, а затем в полях $H \gtrsim 5 \text{ Oe}$ наблюдается возникновение квазипериодической системы чередующихся полос с нечеткими границами и различным магнитооптическим контрастом изображения. Модуляция магнитооптического контраста изображения образца исчезала при $H \gtrsim 20 \text{ Oe}$.

Как оказалось, такая система полос возникает при наложении поля вблизи трех направлений в базисной плоскости кристалла, совпадающих с трудными осями намагничивания (как следует из [5], направления трудного намагничивания перпендикулярны U_2 -осям). При этом величина среднего периода наблюдаемой системы

полос λ зависела от H . На рис. 2 приведена типичная зависимость пространственного периода λ от магнитного поля, приложенного вдоль нормали к волновому фронту возникающей системы полос. Изменение λ в поле происходит скачкообразно, путем изменения числа полос на единицу длины, что на графике рис. 2 показано в виде ступенек. Кроме этого эффекта пиннинга наблюдается также и гистерезис значений λ : при уменьшении H средний период системы полос изменяется меньше, чем при его увеличении.

На рис. 3 показана экспериментальная фазовая диаграмма, указывающая области наблюдения квазипериодической системы полос различного магнитооптического контраста в зависимости от величины приложенного поля и его направления в базисной плоскости кристалла. Заштрихованные площади диаграммы соответствуют значениям поля и его азимута, при которых наблюдается модуляция магнитооптического контраста изобраа-

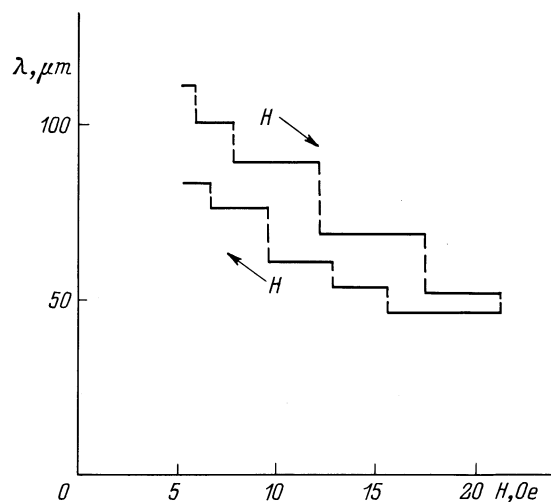


Рис. 2. Полевая зависимость пространственного периода квазипериодической системы полос различного магнитооптического контраста.

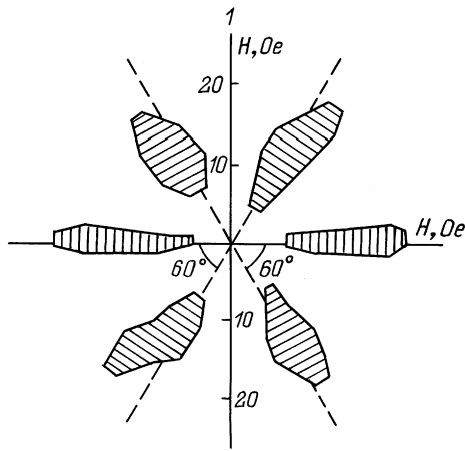


Рис. 3. Диаграмма наблюдения полос различного магнитооптического контраста на плоскости азимут вектора \mathbf{H} — напряженность приложенного поля. Заштрихованные области соответствуют значениям поля и его азимута, при которых наблюдается модулированная магнитная структура образца. I — ось легкого намагничивания.

жения образца. Направление штриховки соответствует направлению полос различного магнитооптического контраста.

Обсуждение результатов

Отсутствие резких границ у наблюдаемой системы полос позволяет заключить, что в ней вектор намагниченности является не просто знакопеременным, как в обычной доменной структуре, а плавно меняет свое направление. Поскольку подобная структура полос не наблюдалась при тех же условиях намагничивания в номинально чистых кристаллах гематита, то последнее свидетельствует о непосредственном влиянии немагнитных примесных состояний на процесс вращения подрешеточных магнитных моментов в $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3:\text{Ga}$, приводящем к возникновению в некотором интервале магнитных полей пространственно модулированного состояния векторов ферро- и антиферромагнетизма. Другими словами, в полях, превышающих поле насыщения, в исследованном слабом ферромагнетике наблюдается ориентационный фазовый переход из состояния с однородной намагниченностью в модулированное магнитное состояние.

Для описания возникающей магнитной сверхструктуры обратимся к теории перехода магнитоупорядоченной среды из однородного в неоднородное магнитное состояние [6,7]. Поскольку известно [6], что в ромбоэдрических антиферромагнетиках, к которым относится гематит, учет магнитной анизотропии в легкой плоскости приводит к наличию внутри этой плоскости шести направлений устойчивых состояний однородных подрешеточных моментов, которые отличаются друг от друга азимутальным углом на $\pi/3$, то без потери общности рассмотрения можно предположить, что вектор ан-

тиферромагнетизма \mathbf{I} ориентирован вдоль направления, близкого к какому-либо из этих направлений. Такое приближение позволяет записать термодинамический потенциал кристалла с учетом только одноосной анизотропии. Тогда, выбрав в качестве параметра порядка малый угол отклонения β вектора \mathbf{I} во внешнем магнитном поле от заданного направления, которое примем за ось X ($H \parallel X$), термодинамический потенциал кристалла, следуя работам [6,7], представим в виде инвариантного разложения по степеням параметра порядка

$$\Phi(\beta) = \int [-1/2A\beta^2 + 1/4B\beta^4 + 1/2\alpha(\beta')^2 + 1/4\gamma(\beta'')^2 + mh\beta + 1/2\mu h(\beta')^2 + \dots] dx, \quad (1)$$

где штрихи означают соответствующую производную по аргументу, а внешнее магнитное поле H учтено двумя разрешенными симметрией слагаемыми: первое из них — $mh\beta$ (m — вектор ферромагнетизма, а $h = MH$, где M — подрешеточный момент) представляет собой зеемановский вклад в энергию кристалла; второе — $1/2\mu h(\beta')^2$ инвариантно к инверсии пространства и времени.

Сконструированный функционал отличается от используемого в [7] только добавлением этого последнего слагаемого, которое учитывает наличие случайного поля и перенормирует коэффициент при первой производной, делая его зависящим от H .

Фазовый переход из однородного в модулированное магнитное состояние произойдет, когда коэффициент при первой производной в (1) станет меньше нуля, т.е. при $\mu < 0$ в поле $h > \alpha/\mu l$ будет индуцировано модулированное магнитное состояние кристалла, при этом функционал (1) минимизируется функцией типа [7]

$$\beta(x) = \beta_0 + \xi \sum [C_j \exp(ik_j x) + \text{к.с.}]$$

(к.с. — комплексно-сопряженная величина) причем, если не учитывать относительно слабую температурную зависимость параметров модулированного состояния, в первом приближении пространственное распределение параметра порядка описывается одной гармоникой

$$\beta(x) \approx \beta_0 + \eta \cos k_0 x.$$

Таким образом, согласно рассмотренной модели, при наложении внешнего магнитного поля в базисной плоскости слабого ферромагнетика по оси анизотропии в поле с критическим значением $\alpha/\mu l$ происходит ориентационный фазовый переход из однородного магнитного состояния в модулированное. Ось, вдоль которой возникает модуляция, ориентирована по направлению магнитного поля, а магнитная сверхструктура представляема в виде фазы, в которой на фоне постоянного отклонения от оси анизотропии азимут локального вектора антиферромагнетизма (ферромагнетизма) испытывает осцилляции с периодом $\lambda = 2\pi/k_0$. В соответствии

со сделанными предположениями направлений, вдоль которых возникает модуляция азимута вектора \mathbf{I} , должно быть три, что соответствует диаграмме модулированных состояний, представленной на рис. 3.

Можно показать, что в полях, близких к критическому, характеристики возникшего неоднородного магнитного состояния будут вести себя следующим образом:

$$k_0^2 = |\alpha + \mu lh|/2\gamma, \quad \beta_0 = 4\gamma h/M(\alpha + \mu lh)^2,$$

$$\eta^2 = 1/3B[A + (\alpha + \mu lh)/4\gamma - 48\gamma^2 h^2 B/M^2(\alpha + \mu lh)^4].$$

Отсюда видно, что полученное для волнового вектора модулированной структуры k_0 выражение по крайней мере качественно (без учета эффектов пининга и гистерезиса) описывает экспериментально наблюдаемое уменьшение с ростом поля H периода системы полос различного магнитооптического контраста (рис. 2).

В заключение остановимся на физическом смысле полученных результатов. При внедрении диамагнитных ионов Ga в решетке гематита возникают искажения, связанные с различием ионных радиусов примесных и матричных атомов, а возможно также и с различием их зарядовых состояний. Это приводит к появлению случайной анизотропии, которая будет вызывать локальные отклонения вектора антиферромагнетизма от направлений, задаваемых кристаллографической анизотропией. Поскольку в условиях эксперимента направление вектора \mathbf{H} перпендикулярно оси кристаллографической анизотропии, то в целом равновесная магнитная структура будет определяться результатом конкуренции между случайной анизотропией, кристаллографической анизотропией и постоянным магнитным полем.

Работа выполнена грантом INTAS (№ 97-0894).

Список литературы

- [1] Изюмов Ю.А. // УФН. 1984. Т. 144. № 3. С. 439–474.
- [2] Imry Y., Ma S. // Phys. Rev. Lett. 1975. Vol. 35. N 7. P. 1399–1403.
- [3] Sonin E.B. // J. Phys. C. 1980. Vol. 13. N 17. P. 3293–3321.
- [4] Караев А.А., Лексиков А.А., Федоров Ю.М., Руденко В.В. // Тез. докл. XV Всероссийской школы-семинара "Новые магнитные материалы микроэлектроники". М., 1996. С. 455–456.
- [5] Преображенский В.Л., Шишков А.А., Экономов Н.А. // ФТТ. 1987. Т. 29. Вып. 12. С. 3549–3552.
- [6] Michelson A. // Phys. Rev. B. 1977. Vol. 16. N 1. P. 585–594.
- [7] Дикштейн И.Е., Лисовский Ф.В., Мансветова Е.Г., Тарасенко В.В. // ФТТ. 1983. Т. 25. Вып. 9. С. 2545–2555.