

# Индукцированная магнитная сверхструктура в слабом ферромагнетике $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$

© А.А. Караев, Б.Ю. Соколов, Ю.М. Федоров\*

Ташкентский государственный университет,  
700095 Ташкент, Узбекистан

\* Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук,  
660036 Красноярск, Россия

(Поступила в Редакцию 18 февраля 2000 г.)

При помощи поляризационного микроскопа исследована доменная структура монокристалла  $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$ . Обнаружено, что в некотором интервале магнитного поля, приложенного в базисной плоскости этого слабого ферромагнетика вдоль трудной оси намагничивания, возникает магнитная сверхструктура, наблюдаемая на фоне макродоменной структуры образца. Магнитная сверхструктура визуализируется в виде квазипериодической системы полос, ориентированных перпендикулярно направлению приложенного поля с чередующимся магнитооптическим контрастом изображения вдоль оси, совпадающей с направлением магнитного поля. Отсутствие резких изменений контраста изображения магнитной сверхструктуры вдоль этой оси объясняется плавным изменением азимута подрешеточных магнитных моментов в зависимости от пространственной координаты. Полученные результаты обсуждаются на основе представлений о неустойчивости однородного магнитного состояния системы в случайном поле, индуцированном магнитным полем.

Работа частично поддержана грантом INTAS N 97-0366.

Вопрос о неустойчивости однородного магнитного состояния ферромагнетика, вызванной присутствием незначительного по величине случайного поля, делающего энергетически выгодным состояние с неоднородной намагниченностью, впервые обсуждался в работе [1]. Эта работа стимулировала многочисленные экспериментальные и теоретические исследования, направленные на изучение влияния случайного поля на магнитное состояние магнетика. Указанные исследования позволили, в частности, обнаружить с помощью нейтронографических и магнитных измерений наличие микродоменной структуры в разбавленных одноосных антиферромагнетиках [2,3]. Неоднозначный характер поведения такой структуры в магнитном поле относительно момента его приложения (до охлаждения ниже температуры магнитного перехода или после него) свидетельствовал о метастабильности возникающих магнитных состояний. Кроме одноосных антиферромагнетиков микродоменная структура наблюдалась и в легкоплоскостных, содержащих объемные или точечные дефекты [4]. В [4] было показано, что в зависимости от корреляционного радиуса случайных анизотропных полей может реализоваться как доменная структура с доменами, в которых вектор антиферромагнетизма однороден, так и аморфная магнитная структура с непрерывно меняющимся направлением вектора антиферромагнетизма в базисной плоскости.

Особое место среди легкоплоскостных антиферромагнетиков занимают слабые ферромагнетики, наличие ферромагнитного момента в которых позволяет управлять их магнитной структурой слабым магнитным полем, что делает возможным достаточно легко проследить за эффектами, связанными с наличием случайного поля (обусловленного, например, случайностью обмена или

локальными вариациями величин конкурирующих анизотропных взаимодействий). С целью изучения эффектов случайного поля в настоящей работе были проведены экспериментальные исследования влияния примесных диамагнитных ионов на устойчивость однородного магнитного состояния слабого ферромагнетика во внешнем магнитном поле.

## 1. Образцы и методика эксперимента

В качестве объекта исследования использовался монокристалл  $\text{FeVO}_3$  (пространственная группа —  $D_{3d}^6$ ), в котором часть ионов  $\text{Fe}^{3+}$  замещалась диамагнитными ионами  $\text{Mg}$ . В качестве экспериментальной методики регистрации магнитных неоднородностей применялся метод магнитооптической визуализации доменной структуры изучаемого образца. Выбор объекта исследования и методики эксперимента определялся в основном тем, что поведение доменной структуры в магнитном поле  $\text{FeVO}_3$  исследовалось достаточно интенсивно, поэтому существует возможность тщательного анализа различий магнитного отклика номинально чистых (беспримесных) и разбавленных диамагнитной примесью кристаллов. Кроме того, магнитные, оптические и магнитооптические свойства бората железа хорошо известны (см., например, [5]):  $\text{FeVO}_3$  — двухподрешеточный слабый ферромагнетик с температурой Нееля  $T_N = 348 \text{ K}$ , ниже которой наблюдается устойчивая доменная структура; он практически прозрачен в видимой области спектра для длин волн  $\lambda < 500 \text{ nm}$ ; магнитооптические свойства бората железа формируются в основном за счет эффекта Фарадея и магнитного линейного дихроизма [6].

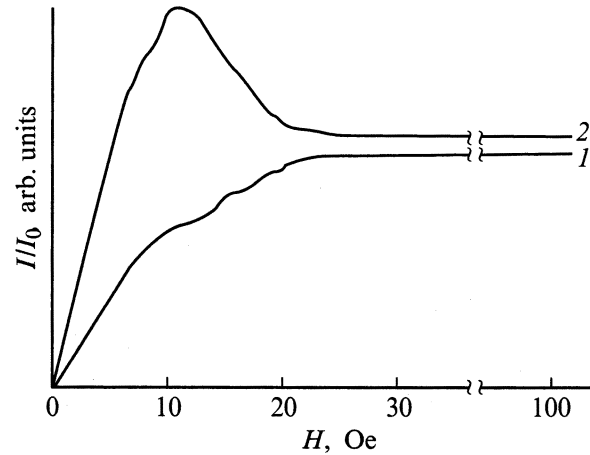
При синтезе образцов в шихту был добавлен окисел магния в весовом отношении к окиси железа  $\sim 0.1\%$ . После синтеза из монокристаллов  $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$  вырезались пластинки толщиной  $\sim 100 \mu\text{m}$  и поперечными размерами  $\sim 3 \text{mm}$  так, чтобы главная ось симметрии кристалла (ось  $C_3$ ) 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 часов при  $T = 500^\circ\text{C}$ . Из магнитных измерений нами установлено, что примесь магния практически не изменила  $T_N$  синтезированных кристаллов по сравнению с чистым  $\text{FeVO}_3$ .

Наблюдение доменной структуры осуществлялось при помощи поляризационного микроскопа, снабженного фотопроставкой. Измерения проводились на краю окна прозрачности при  $\lambda \approx 500 \text{nm}$  "на просвет" при нормальном падении света на плоскость образца в почти скрещенной геометрии осей системы поляризатор–образец–анализатор при  $T = 80 \text{K}$  (см. далее). Кроме этого, в эксперименте измерялись магнитополевая и ориентационная зависимости изменения интенсивности света, прошедшего систему поляризатор–образец–анализатор,  $I/I_0$  (где  $I_0$  — интенсивность света в нулевом магнитном поле  $H$ , а  $I$  — интенсивность света при  $H \neq 0$ ). Магнитное поле создавалось двумя парами катушек Гельмгольца, при этом система намагничивания позволяла ориентировать вектор  $\mathbf{H}$  вдоль любого направления в базисной плоскости образца при  $|\mathbf{H}| = \text{const}$ . Ориентация образца, а также измерение отношения  $I/I_0$  осуществлялись по методике, подробно описанной в [6].

## 2. Экспериментальные результаты

При изучении полевых зависимостей магнитооптического сигнала  $I/I_0(H)$  при  $T = 80 \text{K}$ , полученных с областей образца, сравнимых с его поперечными размерами, было обнаружено два типа кривых намагничивания. Первый тип зависимости  $I/I_0(H)$  (кривая 1 на рис. 1) соответствует хорошо известному поведению магнитных моментов при увеличении  $H$ : росту интегральных ферромагнитного  $\mathbf{m}$  и антиферромагнитного  $\mathbf{I}$  моментов за счет уменьшения их развала. Такого типа кривые наблюдались при наложении поля вдоль границ доменной структуры, наблюдаемой в размагниченном состоянии образца (рис. 2, *a*).

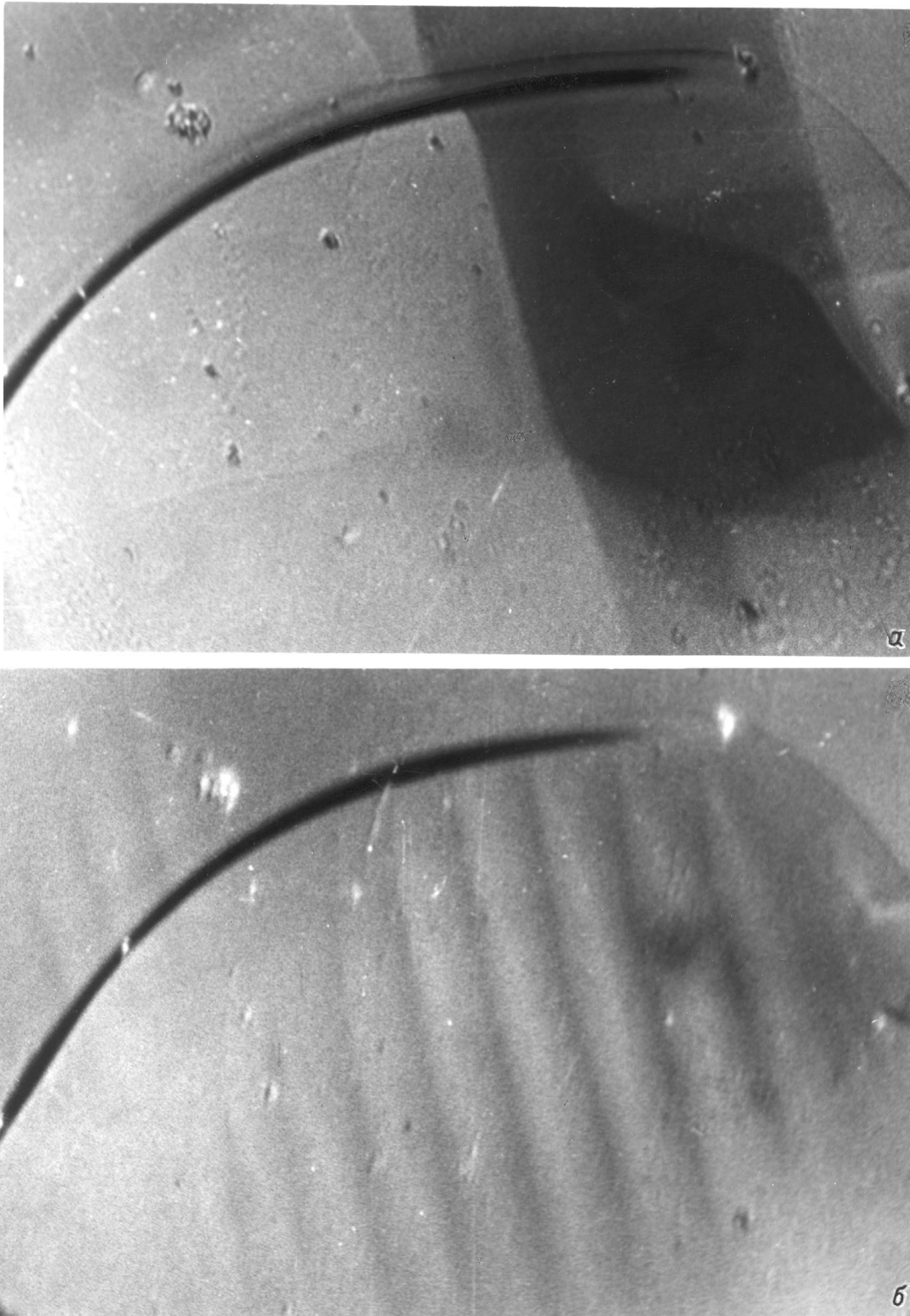
Второй тип зависимости  $I/I_0(H)$  (кривая 2 на рис. 1) наблюдался при наложении поля в направлении, перпендикулярном направлению доменных границ размагниченного образца. Такое поведение магнитооптического сигнала не отвечает поведению моментов  $\mathbf{m}$  и  $\mathbf{I}$  в магнитном поле: при увеличении  $H$  от нуля отношение  $I/I_0$  нарастает до значения, превышающего его величину в насыщенном состоянии, а затем при  $H > 20 \text{Oe}$  выходит на насыщение. Как показали наши измерения, второй тип зависимости  $I/I_0(H)$  не наблюдался для  $T > 120 \text{K}$ .



**Рис. 1.** Полевые зависимости магнитооптического сигнала, полученные при  $T = 80 \text{K}$  для различной ориентации направления намагничивания: 1, 2 — вектор  $\mathbf{H}$  параллелен и перпендикулярен направлению доменных стенок соответственно.

Обнаруженное anomальное поведение полевой зависимости магнитооптического сигнала можно связать с возникновением в процессе намагничивания клинообразных магнитных доменов, в которых за счет интерференции кристаллического двупреломления и эффекта Фарадея увеличивается вращение плоскости поляризации света [7]. Однако это явление имеет место лишь при значительном отклонении направления распространения света от оптической оси кристалла, что в нашем эксперименте не использовалось. Кроме того, установлено, что в этой же геометрии намагничивания зависимости  $I/I_0(H)$  второго типа не наблюдались для номинально чистых кристаллов  $\text{FeVO}_3$ .

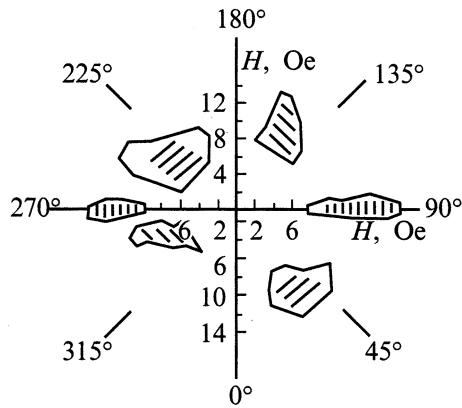
Для изучения поведения магнитного состояния кристалла  $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$  в процессе намагничивания была визуализирована эволюция доменной структуры исследуемого образца. На рис. 2, *a* показан фрагмент поверхности образца, находящегося при  $T = 80 \text{K}$  в нулевом магнитном поле: образец разбит на домены с четкими междоменными границами. При наложении поля  $H$  в плоскости образца в направлении, перпендикулярном направлению доменных границ, кристалл сначала монодоменизировался, а затем в полях, соответствующих аномалии на зависимости  $I/I_0(H)$ , наблюдалось появление квазипериодической структуры чередующихся полос с нечеткими границами и различным контрастом изображения (рис. 2, *b*). При дальнейшем увеличении поля модуляция контраста магнитооптического изображения поверхности образца исчезала. Как оказалось, наблюдаемая структура полос возникала при наложении поля вблизи трех направлений в базисной плоскости кристалла, которые, судя по ориентации доменных границ в размагниченном состоянии образца, являются трудными осями намагничивания внутриплоскостной кристаллографической анизотропии. Диаграмма направленности возникающей структуры, построенная в плоскости азимута вектора  $\mathbf{H}$ –напряженность приложенного поля, приведена на рис. 3.



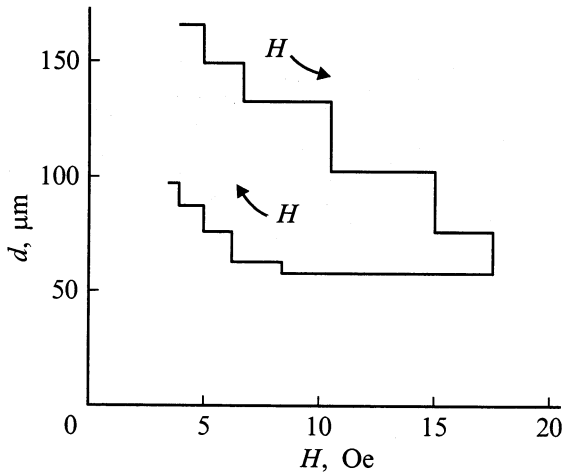
**Рис. 2.** Изображение поверхности образца в поляризованном свете при  $T = 80$  К.  $H, Oe$ :  $a - 0$ ,  $b - 12$ .

Как показали исследования, величина среднего периода возникающей квазипериодической структуры полос различного магнитооптического контраста зависит от  $H$ . На рис. 4 представлена типичная зависимость пространственного периода  $d$  наблюдаемой структуры от магнит-

ного поля, приложенного вдоль нормали к ее волновому фронту. Существенно, что изменение в поле периода  $d$  происходит скачкообразно, путем изменения числа полос на регистрируемой длине, что на графике рис. 4 изображено в виде ступенек. Кроме этого эффекта пининга



**Рис. 3.** Диаграмма существования модуляции контраста изображения поверхности образца на плоскости азимут-напряженность приложенного поля. Заштрихованные площади соответствуют областям возникновения структуры полос различного магнитооптического контраста, а ориентация штрихов отвечает ориентации волновых фронтов наблюдаемой структуры.



**Рис. 4.** Полевая зависимость пространственного периода квазипериодической структуры полос различного магнитооптического контраста.

при уменьшении  $H$  (на обратном ходе намагничивания) наблюдается гистерезис значений  $d$ : как правило, при уменьшении поля средний период структуры меньше, чем при его увеличении.

### 3. Обсуждение результатов

Физических причин, обуславливающих появление наблюдаемой системы полос различного магнитооптического контраста, может быть три. Такая структура может представлять собой либо интерференционные полосы на системе наклонных к базисной плоскости кристалла доменных стенок, либо страйп-структуру, либо изображе-

ние пространственно модулированной структуры в спиновой системе кристалла (несоразмерной структуры).

Первое явление наблюдается при больших углах падения света на плоскость образца [7], что, как уже отмечалось, не использовалось в нашем эксперименте. Что же касается возможности существования страйп-структуры, то для ее возникновения следует предположить, что примесные состояния в  $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$  значительно меняют константу гексагональной анизотропии, обеспечивая выход вектора ферромагнетизма из базисной плоскости (тогда для уменьшения магнитостатической энергии образец должен разбиться на полосовые домены). Для этого в примесном кристалле константа анизотропии шестого порядка должна стать заметной величиной по сравнению с константой второго порядка, что маловероятно, поскольку в кристалл вводятся диамагнитные ионы. Кроме того, известно [8], что рост поля  $H$  в плоскости таких систем приводит к увеличению периода страйп-структуры, тогда как в эксперименте получена обратная зависимость (рис. 4).

Отсутствие резких границ изображения возникающей структуры позволяет заключить, что в ней величина  $m$  не является знакопеременной, как в обычной доменной структуре, а лишь изменяется по величине. Это означает, что в некотором интервале магнитных полей в разбавленном слабом ферромагнетике  $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$  индуцируется пространственно модулированное магнитное состояние. Поэтому для анализа полученных результатов обратимся к теории перехода системы из однородного магнитного состояния в несоразмерную структуру (см., например, [9,10]).

Хорошо известно [10,11], что в ромбоэдрических антиферромагнетиках учет магнитной анизотропии в легкой плоскости приводит к наличию внутри этой плоскости шести направлений устойчивых состояний однородных подрешеточных моментов. Эти направления повернуты друг относительно друга на углы  $\pm\pi/3$  и являются кристаллографически эквивалентными. Исходя из этого, без потери общности рассмотрения, можно предположить, что вектор антиферромагнетизма во внешнем поле  $H$  ориентирован вдоль оси, близкой к одному из этих шести направлений. Тогда, положив малым угол отклонения  $\beta$  вектора  $\mathbf{l}$  от направления заданной оси, которую выберем за ось  $X$ , термодинамический потенциал кристалла запишем в виде, аналогичном полученному в [10],

$$F(\beta) = \int \left[ 1/2 A \beta^2 + 1/4 B \beta^4 + 1/2 \alpha (\beta')^2 + 1/4 \gamma (\beta'')^2 + m h \beta + 1/2 \eta l h (\beta')^2 + \dots \right] dx, \quad (1)$$

где штрихи у  $\beta$  означают соответствующую производную, а внешнее магнитное поле  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{X}$  учтено добавлением двух разрешенных симметрией членов: первый —  $m h \beta$  ( $h = HM$ , где  $M$  — подрешеточный момент) — представляет собой зеемановский вклад в энергию кристалла; второй —  $1/2 \eta l h (\beta')^2$  — инвариантен к инверсии пространства и времени. Учет этого члена в

разложении (1) просто перенормирует коэффициент при первой производной, делая его зависимым от внешнего поля  $H$ .

В рамках такой модели переход в неоднородное магнитное состояние произойдет, когда коэффициент при первой производной  $1/2(\alpha + \eta lh)$  станет меньше нуля. Иными словами, при  $\eta < 0$  во внешнем поле  $h > \alpha/\eta l$  в среде будет индуцировано модулированное состояние. При рассмотрении влияния поля  $H$  на такой переход зеемановский вклад в термодинамический потенциал системы впервые был учтен в [12], где показано, что функционал, подобный (1), может быть минимизирован функцией типа

$$\beta(x) = \beta_0 + \xi \exp(ikx) + \text{с.с.},$$

где  $\beta_0, \xi$  — параметры, сложным образом зависящие от  $h$  и коэффициентов  $A, B, \alpha, \gamma, \eta$  потенциала (1), а волновой вектор определяется как [10]

$$k = [|\alpha + \eta lh|/2\gamma]^{1/2}. \quad (2)$$

Выражение (2) по крайней мере качественно описывает экспериментальную зависимость периода структуры от  $H$ . Действительно, из (2) следует, что период структуры  $d = 2\pi/k = 2\pi[2\gamma/|\alpha + \eta lh|]^{1/2}$  должен уменьшаться с ростом магнитного поля, как это и наблюдается в эксперименте (рис. 4).

Таким образом, согласно рассмотренной модели, при наложении магнитного поля в базисной плоскости кристалла  $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$  вдоль оси анизотропии в критическом поле  $h = \alpha/\eta l$  в нем индуцируется фазовый переход из однородного магнитного состояния в модулированное. Ось, вдоль которой происходит модуляция состояния, ориентирована по направлению вектора  $\mathbf{H}$ , а магнитная сверхструктура может быть представлена в виде рипплонной фазы, где на фоне постоянного угла отклонения от оси анизотропии азимут локального вектора антиферромагнетизма испытывает осцилляции. В соответствии со сделанными предположениями, направлений, вдоль которых имеет место модуляция магнитного состояния кристалла, должно быть три, что согласуется с диаграммой, приведенной на рис. 3.

Заметим, что рассмотренная одномерная зависимость пространственной ориентации вектора  $\mathbf{l}$  является упрощенной, и на самом деле, видимо, имеется модуляция и вдоль оси, перпендикулярной базисной плоскости кристалла. Однако из-за небольшой толщины исследованного образца и незначительности амплитуды осцилляций эта зависимость проявится в виде эффективного уменьшения вектора антиферромагнетизма относительно его величины в однородном состоянии.

Остановимся на физическом смысле градиентных членов в сконструированном потенциале (1). При внедрении ионов Mg в кристаллической решетке бората железа возникают искажения, связанные с различием ионных радиусов Fe и Mg (а возможно, и с различием

их зарядовых состояний). Это приведет к появлению случайной анизотропии, которая будет вызывать локальные отклонения вектора  $\mathbf{l}(\mathbf{m})$  от направлений, задаваемых кристаллографической анизотропией. В целом равновесная магнитная структура кристалла будет определяться результатом конкуренции между случайной анизотропией, с одной стороны, и кристаллографической анизотропией и постоянным магнитным полем — с другой. Близкая к этой ситуация была рассмотрена в [13] для тонких поликристаллических магнитных пленок, где роль случайной анизотропии играла кристаллографическая анизотропия в кристаллитах, оси которых были ориентированы случайным образом друг относительно друга. Ориентирующими факторами являлись наведенная анизотропия и внешнее поле  $H$ . Считая, что эти же взаимодействия существенны и для  $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$ , и используя результаты [13], можно переписать выражение для периода модуляции в виде

$$d = 2\pi[2J/(h - K)]^{1/2},$$

где  $J$  — константа обмена,  $K$  — плотность энергии кристаллографической анизотропии. Аналогичное выражение можно получить из (2), если положить  $J = \gamma/\eta l$  и  $K = \alpha/\eta l$ . Отсюда видно, что простого физического смысла у коэффициентов разложения (1) нет и они представляют собой некие комбинации констант обмена и анизотропии.

В заключение вернемся к вопросу о причине, приводящей к аномальной полевой зависимости отношения  $I/I_0$  (рис. 1). Опираясь с матрицей Джонса, полученной для ромбоэдрических слабых ферромагнетиков в [6], можно записать вектор-столбец, описывающий состояние поляризации света на выходе из кристалла. Домножая его на сопряженный вектор-строку, после довольно громоздких вычислений получим (с точностью до линейных по магнитооптическим коэффициентам слагаемых) выражение для относительной интенсивности света, прошедшего систему поляризатор–образец–анализатор, в виде

$$I/I_0 = 1 + Q(\delta) \sin \varphi + R \cos 3(\varphi + \varphi_1) + S(\vartheta, \Psi) \sin 2(\varphi + \varphi_2), \quad (3)$$

где  $\vartheta, \Psi$  — соответственно азимуты поляризатора и анализатора, отсчитываемые от направления  $C_2$ -оси в базисной плоскости кристалла;  $\varphi$  — азимут вектора ферромагнетизма относительно той же оси;  $\delta$  — угол отклонения направления распространения света от оптической оси;  $\varphi_1, \varphi_2$  — константы;  $Q(\delta), R$  — магнитооптические коэффициенты, определяющие фарадеевское вращение плоскости поляризации света соответственно за счет поперечной и продольной относительно направления распространения света компонент вектора  $\mathbf{m}$ ;  $S(\vartheta, \Psi)$  — магнитооптический коэффициент, характеризующий вклад в магнитооптическое вращение от магнитного линейного дихроизма. При точном совпадении направления распространения света с оптической осью

кристалла ( $Q = 0$  при  $\delta = 0$ ) величина магнитооптического сигнала будет определяться лишь двумя последними слагаемыми в (3).

Как видно из структуры полученного выражения, при ориентации поля вдоль оси трудного намагничивания аномалия в зависимости  $I/I_0(H)$  может быть связана с отклонением вектора  $\mathbf{m}$  в модулированном состоянии от направления приложенного поля, что приведет к увеличению вклада в магнитооптический сигнал от магнитного линейного дихроизма. В насыщающих полях вектор  $\mathbf{m}$  ориентируется по полю ( $\varphi = \pi/2$ ) и вклад в (3) от дихроичного слагаемого уменьшается.

## Список литературы

- [1] Y. Imry, S. Ma. Phys. Rev. Lett. **35**, 7, 1399 (1975).
- [2] R.J. Birgeneau, H. Yoshizawa, R.A. Cowley, G. Shirane, H. Ikeda. Phys. Rev. **B28**, 3, 1438 (1983).
- [3] H. Ikeda. J. Phys. C: Sol. Stat. Phys. **16**, 11, L1033 (1983).
- [4] E.V. Sonin. J. Phys. C: Sol. Stat. Phys. **13**, 17, 3293 (1980).
- [5] Г.А. Смоленский, В.В. Леманов, Г.М. Недлин, М.П. Петров, Р.В. Писарев. Физика магнитных диэлектриков. Наука, Л. (1974). 451 с.
- [6] Ю.М. Федоров, А.А. Лексиков, А.Е. Аксенов. ФТТ **26**, 1, 220 (1984).
- [7] J. Haisma, W.T. Stacy. J. Appl. Phys. **44**, 7, 3367 (1973).
- [8] M. Yang, M.W. Muller. J. Appl. Phys. **45**, 9, 4130 (1974).
- [9] A. Michelson. Phys. Rev. **B16**, 1, 577 (1977).
- [10] A. Michelson. Phys. Rev. **B16**, 1, 585 (1977).
- [11] Е.А. Туров. Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов. АН СССР, М. (1963). С. 122.
- [12] И.Е. Дикштейн, Ф.В. Лисовский, Е.Г. Максимова, В.В. Тарасенко. ФТТ **25**, 9, 2545 (1983).
- [13] H. Hoffman. Phys. Stat. Sol. **B6**, 3, 733 (1964).