

Влияние инфракрасной засветки на модулированную магнитную структуру слабого ферромагнетика $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$

© Б.Ю. Соколов

Национальный университет Узбекистана им. Улугбека,
Ташкент, Узбекистан

E-mail: optic@nuuz.uzsci.net

(Поступила в Редакцию 17 марта 2010 г.)

Выполнены экспериментальные исследования влияния неполяризованного белого света на период и условия существования модулированной магнитной структуры монокристалла $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$, возникающей в этом легкоплоскостном слабом ферромагнетике в области низких температур в процессе технического намагничивания. Обнаружено, что степень светового воздействия на магнитное состояние кристалла зависит как от длительности облучения, так и от ориентации вектора ферромагнетизма во время засветки. Установлено, что максимальное воздействие на параметры реализующейся в $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$ модулированной магнитной структуры оказывает свет с длинами волн $0.8 < \lambda < 0.9 \mu\text{m}$. Интерпретация полученных результатов выполнена в рамках теории „магнитной ряби“ на основе модели фоточувствительных анизотропных магнитных центров, связанных с присутствием в составе кристалла примесных ионов Mg.

1. Введение

Известно, что световое воздействие, как правило, приводит лишь к незначительному изменению величин основных магнитных характеристик (восприимчивости, намагниченности, коэрцитивной силы и т.п.) магнитоупорядоченных сред. Однако существует небольшое число магнетиков, у которых под действием света появляются новые, отсутствующие без дополнительной засветки свойства [1]. К этому типу магнетиков относится борат железа (FeVO_3), в котором помимо фотоиндуцированного изменения магнитной восприимчивости [2] при облучении неполяризованным белым светом возникает дополнительная одноосная магнитная анизотропия, направление оси которой задается ориентацией вектора антиферромагнетизма в момент засветки кристалла [3], а также пространственно-временная магнитная сверхструктура [4] (эти эффекты обнаружены в кристаллах FeVO_3 , содержащих примесь ионов Ni). Из предложенной в [4] теории фотоиндуцированной модулированной магнитной структуры (ММС) $\text{FeVO}_3 : \text{Ni}$ следует, что к ее возбуждению приводит магнитоакустическое взаимодействие между комплексами, образованными ионами Fe и Ni, и кристаллической матрицей, которое в отсутствие засветки незначительно, но усиливается при поглощении света кристаллом. Эта теория в принципе допускает возникновение ММС в допированном приместью кристалле FeVO_3 и без участия света.

Относительно недавно в [5,6] было обнаружено, что при введении в состав FeVO_3 диамагнитных ионов Mg в этом кристалле в области низких температур наблюдается ориентационный фазовый переход из однородного магнитного состояния в пространственно модулированное. Однако несмотря на отмеченную выше фоточувствительность бората железа, выполненные в [5] исследования показали, что внешняя засветка практически не влияет на условия возникновения и

параметры модуляции магнитного порядка $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$. Это обстоятельство представляется неожиданным, поскольку, согласно теории ММС, развитой в [4], под действием света происходит изменение величин основных взаимодействий (обменного и магнитоанизотропного), определяющих магнитную структуру кристалла. С целью выяснения причин, по которым влияние света на ММС $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$ в [5] не наблюдалось, были проведены фотомагнитные эксперименты, результаты которых представлены далее.

2. Образцы и методика эксперимента

В экспериментах использовался тот же образец монокристалла $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$ (содержание Mg $\sim 0.1 \text{ wt.}\%$), на котором были проведены исследования ММС в [5,6]. Образец имел форму плоскопараллельной пластинки с поперечными размерами $\sim 3 \text{ mm}$ толщиной $\approx 60 \mu\text{m}$, развитые плоскости которой совпадали с плоскостью легкого намагничивания (с плоскостью (111)). Исследовались доменная структура (ДС) и процесс технического намагничивания $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$. Все исследования проводились магнитооптическим методом в окне прозрачности кристалла (в области длин волн $\lambda \sim 0.5 \mu\text{m}$) в температурном интервале $80 \leq T \leq 290 \text{ K}$ в магнитном поле $H \leq 50 \text{ Oe}$ при ориентации вектора \mathbf{H} параллельно плоскости (111) при небольших углах падения света на плоскость образца. Зондирующий кристалл световой луч „монохроматизировался“ полосовым стеклянным фильтром 3С-1 и имел интенсивность $\sim 10^{-5} \text{ W/cm}^2$. ДС образца визуально наблюдалась при помощи поляризационного микроскопа „на просвет“ при методике, описанной в [7].

Процесс технического намагничивания в легкой плоскости $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$ изучался на основе петель гистерезиса эффекта Фарадея, которые наблюдались при перемагничивании образца в квазистатическом режиме резверт-

ки магнитного поля. Поскольку в $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$ вектор ферромагнетизма \mathbf{m} лежит в плоскости (111), эффект Фарадея возможен лишь при отклонении светового луча от нормали к плоскости образца (от оси C_3). В этом случае угол фарадеевского вращения φ определяется проекцией вектора средней намагниченности кристалла \mathbf{M} (по определению $\mathbf{M} \parallel \mathbf{m}$) на направление распространяющегося света. Поэтому при исследованиях полевой зависимости угла φ (очевидно, что $\varphi(H) \sim M(H)$) образец устанавливался так, чтобы ось C_3 составляла с направлением светового луча угол $\sim 10^\circ$, а вектор \mathbf{H} лежал в плоскости образца в плоскости падения. Величина угла φ измерялась с использованием известной поляриметрической методики, основанной на модуляции азимута плоскости поляризации зондирующего образца света [8].

В фотомагнитных экспериментах образец охлаждался до $T = 80\text{ K}$ и дополнительно облучался сфокусированным на его поверхность потоком неполяризованного белого света интенсивностью $\sim 5 \cdot 10^{-2}\text{ W/cm}^2$ (источником света служила галогеновая лампа накаливания КГМ12-100); после выдержки образца в течение некоторого времени под световым потоком дополнительная засветка выключалась и проводились визуальные наблюдения ДС и измерения эффекта Фарадея.

3. Экспериментальные результаты

Для реализации ММС в $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$ были воспроизведены условия ее существования, установленные в [5]: образец охлаждался до $T < T_c \approx 135\text{ K}$ и намагничивался в плоскости (111) при ориентации \mathbf{H} в направлении, перпендикулярном направлению доменных границ. На рис. 1, *a, b* приведены изображения „незасвеченного“ образца, полученные при $T = 80\text{ K}$, $H = 0$ и 7 Oe соответственно (там же показана ориентация осей лабораторной системы координат). Как видно из рис. 1, *a*, в размагниченном состоянии образец имеет обычную 180° ДС с ориентацией доменных границ вблизи направления одной из осей C_2 (оси C_2 — оси легкого намагничивания, соответственно оси трудного намагничивания — биссектрисы угла между двумя соседними осями C_2) (подробнее см. [5,6]). При намагничивании образца в направлении перпендикулярном этой оси C_2 (при $\mathbf{H} \parallel X$), сначала при $H \approx 5\text{ Oe}$ изображения доменов пропадают (кристалл монодоменизируется), а затем с ростом H на его изображении появляется квазипериодическая система различающихся контрастом полос с размытыми границами (рис. 1, *b*), что связывалось в [5,6] с переходом $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$ из однородного магнитного состояния в пространственно модулированное (аналогичные системы полос возникают на изображении образца при его намагничивании вдоль любой трудной оси).

Как показали эксперименты, дополнительная засветка образца неполяризованным белым светом не приводила

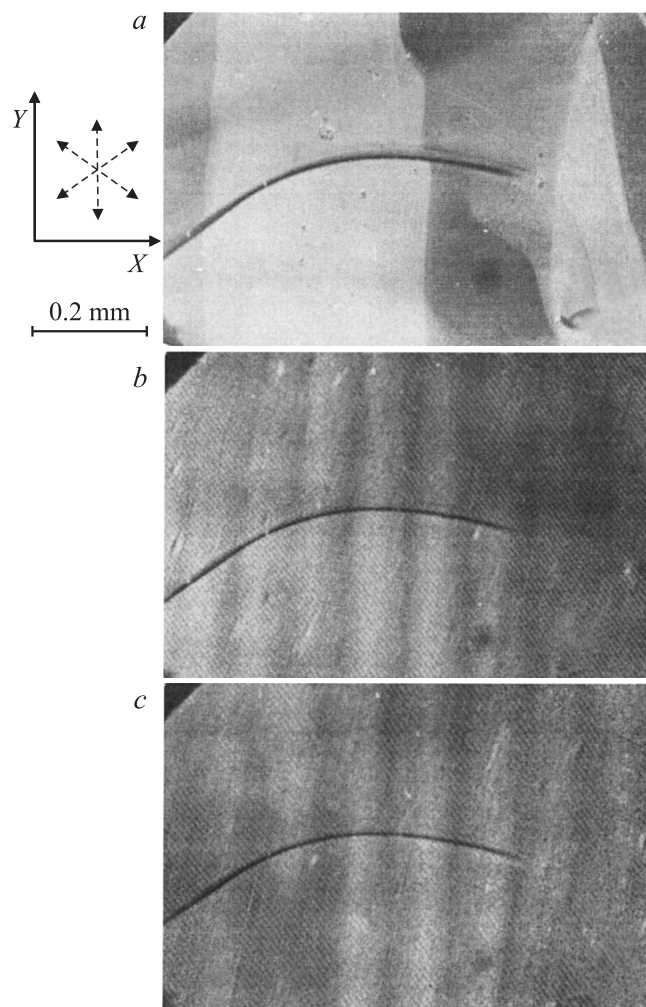


Рис. 1. Изображения $\text{FeVO}_3:\text{Mg}$, наблюдаемые в поляризованном свете при $T = 80\text{ K}$ и напряженности магнитного поля $H = 0$ (*a*) и 7 Oe ($\mathbf{H} \parallel Y$) (*b, c*). *a, b* — „незасвеченный“ образец, *c* — образец сначала намагничен в поле $H = 0.5\text{ Oe}$ до монодоменного состояния, после чего подвергнулся засветке в течение 10 min . На вставке — оси лабораторной системы координат (сплошные стрелки) и оси C_2 (штриховые стрелки).

(так же как и в [5]) к наблюдаемому изменению ДС или вида системы полос, существующей на изображении образца при $\mathbf{H} \perp C_2 \parallel Y$. Перемагничивание „засвеченного“ образца вдоль оси X также не выявило какого-либо воздействия света на форму петли гистерезиса. Однако при исследованиях полевой зависимости эффекта Фарадея при $\mathbf{H} \parallel Y$ было установлено, что длительная засветка образца, находящегося в размагниченном состоянии, приводит к увеличению ширины петли магнитного гистерезиса (росту коэрцитивной силы H_C) (рис. 2). Причем заметное изменение (превышающее ошибку эксперимента $\sim 0.02\text{ Oe}$) ширины петли гистерезиса эффекта Фарадея наблюдалось при длительности засветки $\tau > 2\text{ min}$, а рост величины H_C происходил до $\tau \approx 10\text{ min}$, после чего увеличение времени предварительной засветки образца практически не влияло на вид

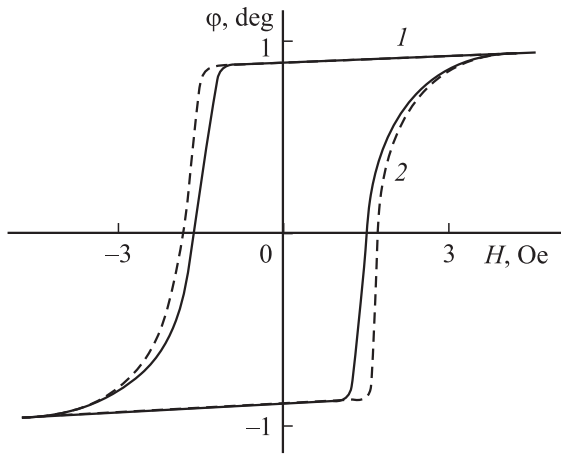


Рис. 2. Петли гистерезиса эффекта Фарадея, полученные при перемагничивании $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$ ($\mathbf{H} \parallel Y$, $T = 80 \text{ K}$). Время развертки магнитного поля $\sim 30 \text{ s}$. 1 — „незасвеченный“ образец, 2 — образец предварительно засвечен неполяризованным белым светом при $H = 0$ в течение 10 min.

кривой $\varphi(H)$.¹ Если же „засвеченный“ образец сначала был намагничен до насыщения при $\mathbf{H} \parallel X$, а затем перемагничивался при $\mathbf{H} \parallel Y$, то кривая $\varphi(H)$ в пределах экспериментальной ошибки совпадала с аналогичной кривой, полученной до засветки образца.

Кроме этого, было установлено, что предварительная засветка образца (при $T = 80 \text{ K}$, $H = 0$) изменяла период и условия существования ММС, реализующейся в кристалле при его намагничивании вдоль трудных осей, ориентированных под углом 30° к оси Y . В „незасвеченном“ образце в этой геометрии намагничивания система полос возникает при $H = H_1 \approx 5.5 \text{ Oe}$, существует в некотором зависящем от T интервале намагничивающего поля ΔH (интервал ΔH уменьшается при $T \rightarrow T_c$) и исчезает при достижении полем критического значения H_2 ($H_2 \approx 17 \text{ Oe}$ при $T = 80 \text{ K}$). Период системы полос D (среднее расстояние между соседними светлыми или темными полосами) изменяется при изменении H и T путем скачкообразного изменения числа наблюдаемых полос, что на графиках зависимостей $D(H)$ (рис. 3) и $D(T)$ (рис. 4) показано в виде ступенек (подробнее см. [5,6]).² В предварительно „засвеченном“ (при $\tau = 10 \text{ min}$) образце в этих же условиях эксперимента система полос возникала в поле $H_1 \approx 6.5 \text{ Oe}$ и существовала до $H_2 \approx 21 \text{ Oe}$, а ее период увеличивался по сравнению со значением D , наблюдаемым на „незасвеченном“ образце, при этом скачкообразный характер зависимостей $D(H)$ и $D(T)$ сохранялся (рис. 3,4). Из-

¹ В системе охлаждения образца не предусмотрена возможность длительной стабилизации температуры, отличной от $T = 80$, поэтому зависимость $\tau(T)$ не исследовалась.

² Приведенные на рис. 3,4 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 при заданных H и T .

менение же параметров системы полос, возникающей при $\mathbf{H} \parallel X$, происходило только тогда, когда длительной засветке подвергался образец, предварительно намагниченный (в поле $H = 5 \text{ Oe}$, $\mathbf{H} \parallel X$) до монодоменного состояния: в этом случае также наблюдалось увеличение (примерно на 10%) периода D (рис. 1, c) и интервала ΔH полей существования ММС. При этом оказалось, что в обоих случаях выдержка образца под белым светом не изменяла (в пределах экспериментальной ошибки $\pm 2 \text{ K}$) температуру исчезновения полос T_c .

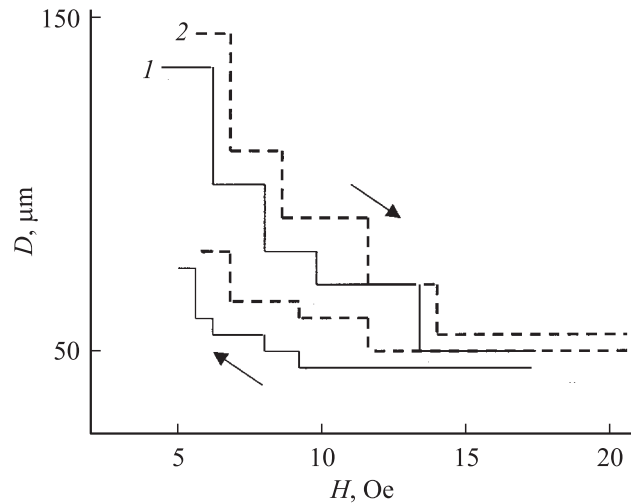


Рис. 3. Полевая зависимость пространственного периода модулированной магнитной структуры $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$, полученная при $T = 80 \text{ K}$ (вектор \mathbf{H} лежит в плоскости (111) и ориентирован под углом 30° к оси Y). 1 — „незасвеченный“ образец, 2 — образец предварительно засвечен неполяризованным белым светом при $H = 0$ в течение 10 min. Стрелки указывают направление развертки магнитного поля.

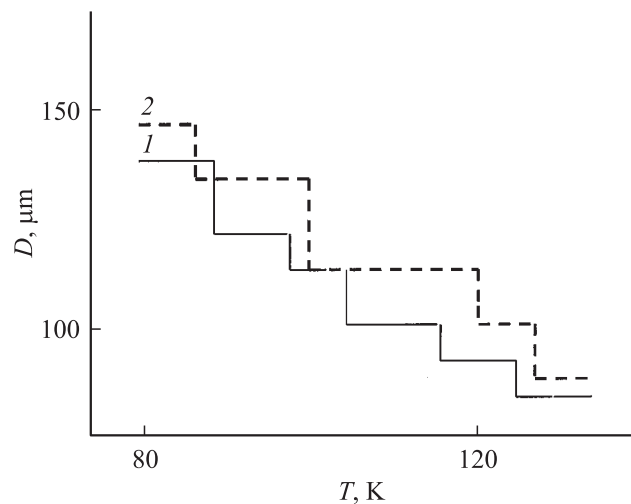


Рис. 4. Температурная зависимость пространственного периода модулированной магнитной структуры $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$, полученная при $H = 6.5 \text{ Oe}$ (вектор \mathbf{H} лежит в плоскости (111) и ориентирован под углом 30° к оси Y). Обозначения те же, что на рис. 3.

Коэрцитивная сила исследованного кристалла, измеренная при различном спектральном составе облучающего света ($T = 80 \text{ K}$, $\mathbf{H} \parallel Y$, время предварительной засветки $\tau = 10 \text{ min}$)

Светофильтр	Область прозрачности, μm	H_C , Oe
СЗС-23	< 0.82	1.61
КС-19	> 0.72	1.77
ИКС-1	> 0.80	1.75
ИКС-5	> 0.85	1.75
ИКС-6	> 0.90	1.63
ИКС-3	> 0.95	1.61
ИКС-7	> 1.00	1.62

Период реализующейся при заданных H ($H_1 \leq H \leq H_2$) и T ($80 \leq T \leq 135 \text{ K}$) ММС „засвеченного“ (при $\tau = 10 \text{ min}$) кристалла (так же как и значение H_C) в дальнейшем не изменялся под действием света. После выключения дополнительной засветки величины D и H_C медленно релаксировали (при $T = 80 \text{ K}$ в течение $\sim 60 \text{ min}$) к значениям, характерным для „незасвеченного“ кристалла (релаксация происходит в результате двух-трех скачкообразных изменений величин D и H_C , приближающих их к равновесным при данных H и T значениям).³ После нагрева „засвеченного“ образца до $T > T_c$ и его последующего охлаждения (при отсутствии дополнительной засветки) до $T = 80 \text{ K}$ кривые $D(H, T)$ и $\varphi(H)$ в пределах точности эксперимента совпадали с соответствующими кривыми, полученными после первого охлаждения образца.

Для установления спектральной области дополнительной засветки, наиболее эффективно влияющей на магнитное состояние $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$, были проведены эксперименты, в которых варьировался спектральный состав падающего на образец света: поочередным введением в канал дополнительной засветки светофильтров, имеющих четкую границу пропускания, отсекались различные части спектра белого света. В результате выяснилось, что наиболее заметное влияние на ММС и петли магнитного гистерезиса исследованного кристалла оказывает инфракрасное излучение с $\lambda \sim 0.8\text{--}0.9 \mu\text{m}$. В качестве иллюстрации этого заключения в таблице приведены величины полей H_C , полученные из зависимостей $\varphi(H)$ образца, предварительно выдержанного при $T = 80 \text{ K}$ в течение $\tau = 10 \text{ min}$ под световым потоком с различным спектральным составом (каждое значение H_C получено после отогрева „засвеченного“ образца до $T > T_c$ и его последующей засветки при $T = 80 \text{ K}$, $H = 0$). Откуда

³ Типичное время проведения магнитооптических экспериментов составляло $\sim 1\text{--}5 \text{ min}$, поэтому в течение времени измерений можно пренебречь отмеченной выше временной эволюцией фотоиндуцированных эффектов и считать, что показанные на рис. 2–4 изменения значений D и H_C соответствуют фотоиндуцированным изменениям этих величин, возникающим непосредственно во время засветки кристалла.

видно, что свет с длинами волн $0.8 > \lambda > 0.9 \mu\text{m}$ практически не влияет на значение H_C (для „незасвеченного“ образца $H_C = 1.61 \text{ Oe}$, рис. 2).

Существенно, что засветка $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$ при $T > T_c$ не изменяла параметры ММС; кроме этого, во всех выполненных экспериментах не было обнаружено какой-либо зависимости фотоиндуцированных эффектов от поляризации падающего на кристалл светового потока.

4. Модель фоточувствительности $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$

По известным данным именно в области $\lambda \approx 0.85 \mu\text{m}$ находится максимум фоточувствительности магнитной восприимчивости [2] и оптической анизотропии [3] бората железа. Из чего можно сделать вывод, что эффекты, наблюдаемые в [2,3], и изменение параметров ММС и коэрцитивной силы кристалла $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$ под действием света связаны с одними и теми же оптическими переходами; следовательно, физические механизмы, приводящие к фотоиндуцированному изменению перечисленных свойств бората железа, могут иметь общую природу. Поэтому при обсуждении полученных экспериментальных результатов будем исходить из модели фотоиндуцированного изменения магнитных свойств кристалла, предложенной в [3,4]. Как уже отмечалось, согласно этой модели, в кристалле существуют фоточувствительные анизотропные магнитные центры, связанные с присутствием в его составе примесей. Без дополнительной засветки эти центры разупорядочены (направления их магнитных моментов имеют хаотичное распределение в легкой плоскости), но кооперативно упорядочиваются под действием света. Упорядочение центров приводит, в частности, к возникновению дополнительной одноосной магнитной анизотропии в плоскости (111) кристалла, направление оси которой зависит от ориентации вектора \mathbf{m} в момент засветки [3].

Известно, что оптическое поглощение бората железа в области $\lambda \sim 0.85 \mu\text{m}$ связано с переходами между расщепленными кристаллическим полем состояниями матричного иона Fe^{3+} (с переходами ${}^6A_1({}^6S) \rightarrow {}^4T_1({}^4G)$) [9]. Поэтому фоточувствительные центры должны содержать ионы Fe^{3+} . В $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$ такими фоточувствительными центрами могут служить комплексы, включающие диамагнитный ион Mg и ближайшие окружающие его ионы Fe ($\text{Mg}\text{--Fe}$ -центры).

Выполненный в [10] расчет зонной структуры FeVO_3 показал, что этот слабый ферромагнетик — ионный кристалл, структура которого образована подрешетками катионов Fe^{3+} и анионов $(\text{VO}_3)^{3-}$. Поскольку магний входит (замещая ионы F^{3+}) в FeVO_3 в двухвалентном состоянии [2], условие электронейтральности кристалла требует компенсации избыточного анионного заряда, которая может быть достигнута возникновением вблизи примесного иона Mg^{2+} „локализованного“ иона F^{4+} . Другими словами (в терминах [11]), это означает,

что допирование FeVO_3 акцепторными ионами Mg^{2+} приводит к возникновению вблизи примеси дырочного полярона. Для модельного описания интересующих нас эффектов можно предположить, что ион Fe^{4+} расположен в первой координационной сфере иона Mg^{2+} , т.е. каждый ион Mg^{2+} имеет в ближайшем окружении (в силу гексагональной симметрии $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$ в плоскости (111)) шесть ионов Fe, любой из которых с равной вероятностью может находиться в четырехвалентном состоянии. Очевидно, что расстояние от Mg^{2+} до иона Fe^{4+} отличается от того, на котором расположены ближайшие к Mg^{2+} ионы Fe^{3+} , что приводит к пространственной асимметрии комплекса, задающей направление оси локальной анизотропии Mg–Fe-центра (направление наиболее предпочтительной ориентации его магнитного момента \mathbf{M}_c). Следовательно, существует шесть кристаллографически эквивалентных направлений, вдоль которых могут ориентироваться векторы \mathbf{M}_c .

Локальные искажения кристаллической решетки, вызванные различием ионных радиусов Mg и Fe, приводят (из-за увеличения магнитоупругой энергии) к сильной магнитной анизотропии в некоторой области кристалла вблизи примесного иона Mg. Поэтому при достаточно сильной локальной анизотропии направление векторов \mathbf{M}_c может не совпадать с направлением средней намагниченности всего кристалла. Вследствие незначительной концентрации примеси естественно считать, что система Mg–Fe-центров является парамагнитной (векторы \mathbf{M}_c не взаимодействуют между собой) и находится в эффективном обменном поле кристаллической матрицы H_{ex} .

В области высоких температур возможно движение полярона (путем термически активированных скачков) внутри так называемой щели подвижности по эквивалентным позициям [11], т.е. согласно нашей модели, избыточный положительный заряд будет передвигаться по катионам первой координационной сферы иона Mg, в результате чего направление осей анизотропии Mg–Fe-центров будет непрерывно изменяться. При достаточно низкой температуре положение полярона „заморожено“ и в кристалле возникает поле механических напряжений, в котором оси анизотропии Mg–Fe-центров статически распределены по трем кристаллографически эквивалентным направлениям в плоскости (111). При этом в кристалле наводится дополнительная магнитная анизотропия, характеризующаяся константой $K_A \sim \Lambda \sigma(x, y)$ (где Λ — константа магнитоупругости, $\sigma(x, y) = f(\sigma_{xx}, \sigma_{yy}, \sigma_{xy})$ — эффективное напряжение в точке на плоскости (111) с координатами x, y) и азимутом оси $\Theta_A(x, y)$ [12]. Очевидно, что поле возникающих в $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$ напряжений имеет однородную и неоднородную в плоскости (111) составляющие: однородная составляющая поля напряжений вызывает рост гексагональной магнитокристаллической анизотропии [13], а неоднородная составляющая является причиной трансформации в процессе намагничивания магнитной струк-

туры $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$ из однородной в модулированную [6,14].

Можно предположить, что при поглощении света переход части матричных ионов Fe^{3+} в возбужденное состояние изменяет величину поля H_{ex} , действующего на ионы Fe^{4+} , что приводит к смещению ионов Fe^{4+} на некоторое расстояние по сравнению с их положением в кристаллической решетке до светового воздействия. Изменение положения ионов Fe^{4+} вызовет изменение локальных решеточных искажений вблизи примеси, причем следует ожидать, что фотоиндуцированные искажения Mg–Fe-центров будут „подстраиваться“ (в силу обменной связи векторов \mathbf{M}_c и \mathbf{m}) под магнитоупругую деформацию матрицы, обеспечивая минимум магнитоупругой энергии кристалла. В результате этой „подстройки“ кристаллическая решетка будет испытывать коррелированные искажения, приводящие к возникновению дополнительной одноосной анизотропии в плоскости (111), направление оси которой будет зависеть от ориентации подрешеточных магнитных моментов кристаллической матрицы во время засветки.⁴ Поскольку источником энергии для смещений ионов Fe^{4+} являются случайные локальные флуктуации амплитуды тепловых колебаний решетки, процесс „подстройки“ фотоиндуцированных искажений Mg–Fe-центров характеризуется некоторой скоростью, поэтому величина механических напряжений кристаллической матрицы достигает насыщения только при достаточной длительности светового воздействия. Очевидно, что смещение ионов Fe^{4+} , возникающее при воздействии на кристалл света, метастабильно, и при выключении света ионы Fe^{4+} в течение некоторого времени вернуться в исходное положение, т.е. фотоиндуцированное изменение магнитных параметров кристалла должно „рассасываться“ после выключения дополнительной засветки. Именно такое поведение фотомагнитных эффектов в $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$ наблюдается в выполненных экспериментах.

Из визуальных наблюдений установлено (подробнее см. [5,6]), что ДС $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$ практически не изменяется при его охлаждении от $T \sim 200 \text{ K}$ до $T = 80 \text{ K}$. Это означает, что в температурной области $T < T_c$ положение доменных границ в плоскости (111) не зависит от дополнительных механических напряжений, возникающих в кристалле при „замерзании“ направлений векторов \mathbf{M}_c . Поэтому засветка не оказывала заметного влияния на реализующуюся в исследованном образце доменную конфигурацию.

⁴ В $\text{FeVO}_3 : \text{Ni}$ ионы Ni и Fe изовалентны и имеют близкие размеры, поэтому локальные искажения, возникающие в кристаллической решетке $\text{FeVO}_3 : \text{Ni}$, связывались в [4] с эффектом Яна–Теллера на магнитном ионе Ni^{3+} . Следовательно, напряжения кристаллической решетки и связь дефектов с магнитной системой матрицы в этом кристалле отличаются от реализующихся в $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$, что, вероятно, и определяет наблюдаемые различия в поведении магнитной структуры $\text{FeVO}_3 : \text{Ni}$ и $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$ при световом воздействии.

5. Обсуждение экспериментальных результатов

Известно, что в магнитном поле, ориентированном вдоль доменных границ 180° ДС, техническое намагничивание кристалла полностью определяется процессом смещения доменных границ. Очевидно, что при такой ориентации \mathbf{H} магнитострикционная деформация кристаллической решетки $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$ и поле H_{ex} в процессе намагничивания не изменяются, т.е. фотоиндуцированное искажение $\text{Mg}-\text{Fe}$ -центров сохраняется (в течение времени развертки магнитного поля); как следствие, дополнительная магнитная анизотропия оказывает влияние на вид кривой $\varphi(H)$ при $\mathbf{H} \parallel Y$ (рис. 2).

При намагничивании $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$ вдоль оси X ситуация иная: после завершения процесса смещения доменных границ с ростом H намагниченность выходит на насыщение за счет разворота вектора \mathbf{m} в сторону \mathbf{H} . При этом изменяются (по сравнению с ориентацией $\mathbf{H} \parallel Y$) магнитострикция кристалла и направление поля H_{ex} , в результате чего ориентация векторов \mathbf{M}_c будет отличаться от реализующейся при длительной засветке кристалла (очевидно, что в насыщающем поле все векторы \mathbf{M}_c направлены вдоль оси X), т.е. фотоиндуцированная магнитная анизотропия кристалла при его перемагничивании вдоль оси X пропадает. В результате этого полученные в экспериментах кривые $\varphi(H)$ „засвеченного“ и „незасвеченного“ образцов при $\mathbf{H} \parallel X$ не различаются.

Поскольку границы между доменами в легкой плоскости $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$ неелевского типа [15], при ориентации $\mathbf{H} \parallel Y$ его начальная магнитная восприимчивость $\chi = M_s^2/K$, а коэрцитивная сила $H_C \sim K/M_s$, где M_s — спонтанная намагниченность, K — константа анизотропии вдоль оси $C_2 \parallel Y$ [16]. Согласно [2], магнитная восприимчивость $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$ уменьшается под действием света; следовательно, коэрцитивная сила должна расти, что и наблюдается экспериментально (рис. 2). Из чего можно заключить, что световое воздействие увеличивает магнитную анизотропию кристалла в плоскости (111).

Следует отметить, что данное выше объяснение изменения магнитных характеристик кристалла под действием света принципиально отличается от приведенного в [2]. Из модели, использующейся в [2] для интерпретации результатов исследований фотоиндуцированного изменения магнитной восприимчивости, следует, что в FeVO_3 при световом воздействии происходит изменение свойств центров пиннинга доменных границ, обусловленных присутствием в кристалле иновалентных иону Fe^{3+} примесей. Поскольку ширина неелевских доменных границ в $\text{FeVO}_3 \sim 20 \mu\text{m}$ [15], точечные дефекты кристаллической решетки не могут непосредственно влиять на процесс смещения доменных границ в плоскости (111), поэтому предложенная в [2] модель фоточувствительности кристалла представляется неадекватной реальной физической ситуации.

В [6] показано, что поведение ММС $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$ при изменении внешних условий удовлетворительно описывается хорошо известной теорией „магнитной ряби“ [17], согласно которой период модуляции магнитного порядка (с учетом гексагональной симметрии кристалла в плоскости (111)) определяется следующим выражением:

$$D = 2\pi(2A)^{1/2} [MH \cos 3(\alpha - \beta) + 2K \cos 6\beta]^{1/2}, \quad (1)$$

где A — константа обменного взаимодействия, K — константа анизотропии вдоль оси C_2 , α и β — углы между осью C_2 и векторами \mathbf{H} и \mathbf{M} соответственно.

Принимая во внимание условия существования ММС $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$ ($\alpha = 30^\circ$, $\beta = 30^\circ$), (1) можно преобразовать к виду

$$D = 2\pi [2A/(MH - 2K)]^{1/2}. \quad (2)$$

Из структуры формул (1), (2) видно, что период ММС не зависит от локальной неоднородной анизотропии кристалла, т.е. фотоиндуцированное изменение величины D может быть связано только с изменением константы K за счет вызванных светом коррелированных изменений деформации кристаллической решетки, которые, как следует из модели $\text{Mg}-\text{Fe}$ -центров, зависят от ориентации вектора \mathbf{m} в момент засветки. Это объясняет установленную в эксперименте зависимость степени светового воздействия на параметры ММС $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$ от условий, при которых засвечивался кристалл.

Учитывая результаты измерений H_C , предположим, что в условиях наших экспериментов рост магнитной анизотропии происходит вдоль направления, в котором был ориентирован вектор \mathbf{m} при засветке образца.⁵ Так, если образец подвергался засветке при $H = 0$, то увеличивается константа K вдоль оси $C_2 \parallel Y$, поэтому при ориентации \mathbf{H} под углом 30° к оси Y в соответствии с (2) должно наблюдаться увеличение периода ММС по сравнению с величиной D , характерной для „незасвеченного“ кристалла, что соответствует экспериментальным результатам (рис. 3,4). С этим же можно связать увеличение периода ММС „засвеченного“ кристалла, предварительно намагниченного (при $H = 0.5 \text{ Ое}$, $\mathbf{H} \parallel X$) до монодоменного состояния: в этом случае во время засветки вектор \mathbf{m} ориентировался вблизи оси C_2 , составляющей угол 60° с осью Y , т.е. вдоль этой оси увеличилась анизотропия кристалла (увеличилась константа K , фигурирующая в (2)). Если же намагничивать „засвеченный“ при $H = 0$ образец в направлении оси X , то поскольку засветка не изменила величину K вдоль ближайшей к направлению \mathbf{H} оси C_2 , периоды систем полос, возникающих при $\mathbf{H} \parallel X$ на изображениях „засвеченного“ и „незасвеченного“ кристалла, не различаются (по той же причине, по которой в этой

⁵ Как показано в [3], в $\text{FeVO}_3 : \text{Ni}$ ось наводимой светом дополнительной магнитной анизотропии перпендикулярна направлению вектора \mathbf{m} в момент засветки.

геометрии намагничивания засветка не влияет на вид кривой $\varphi(H)$.

Также засветка не должна оказывать влияние на параметры уже существующей ММС кристалла. Действительно, в ММС $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$ локальный вектор \mathbf{m} осциллирует около вектора \mathbf{H} ($\mathbf{H} \perp C_2$) при смещении в легкой плоскости вдоль направления намагничивания [5,6]. Следовательно, облучение $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$, находящегося в модулированном магнитном состоянии, должно приводить (в силу отмеченной выше связи фотостимулированного роста анизотропии и ориентации \mathbf{m}) к возникновению незначительной (по сравнению с гексагональной) локальной одноосной анизотропии, азимут оси которой будет периодически отклоняться от направления \mathbf{H} с периодом модуляции направления вектора \mathbf{m} в ММС кристалла, т.е. дополнительная засветка стабилизирует изначальную модуляцию магнитного порядка кристалла, не изменяя ее периода (что соответствует результатам наблюдений).

Очевидно, что при намагничивании $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$ вдоль трудной оси фотоиндуцированный рост константы K приведет к тому, что для отклонения вектора \mathbf{m} в сторону \mathbf{H} на заданный угол требуется поле большей напряженности, с чем и связано наблюдаемое в эксперименте увеличение значений H_1 и H_2 в „засвеченном“ кристалле.

Согласно принятой модели Mg–Fe-центров, свет индуцирует лишь незначительные смещения ионов Fe^{4+} относительно их положения в кристалле до момента засветки, поэтому температура „замерзания“ положения ионов Fe^{4+} (локальных неоднородных искажений кристаллической решетки), а следовательно, и температура перехода кристалла в модулированное магнитное состояние T_c не должны (как это и было установлено экспериментально) существенно зависеть от дополнительной засветки.

Таким образом, предложенная модель Mg–Fe-центров позволяет непротиворечиво описать (на качественном уровне) всю совокупность экспериментальных результатов, полученных при исследованиях влияния света на ММС $\text{FeVO}_3 : \text{Mg}$. Выявленные закономерности фотоиндуцированных эффектов в этом слабом ферромагнетике показали возможность управления его локальными магнитными и магнитооптическими свойствами совместным действием внешней засветки и поля H , что может представлять интерес с точки зрения практического использования обнаруженных эффектов, в частности, в системах фотомагнитной записи информации.

Список литературы

- [1] В.Ф. Коваленко, Э.Л. Нагаев. УФН **148**, 1, 561 (1986).
- [2] D.E. Laklison, J. Chadwick, J.L. Page. J. Phys. D: Appl. Phys. **5**, 810 (1972).
- [3] Ю.М. Федоров, А.А. Лексиков, А.Е. Аксенов. ЖЭТФ **89**, 6 (12), 2009 (1985).

- [4] Ю.М. Федоров, А.Ф. Садреев, А.А. Лексиков. ЖЭТФ **93**, 6 (12), 2217 (1987).
- [5] Б.Ю. Соколов. ЖЭТФ **126**, 2 (8), 472 (2004).
- [6] Б.Ю. Соколов. ФТТ **47**, 10, 1818 (2005).
- [7] С.Р. Бойдедаев, Д.Р. Джураев, Б.Ю. Соколов, М.З. Шарипов. Опт. и спектр. **104**, 4, 670 (2008).
- [8] М.М. Червинский, С.Ф. Глаголев, В.Б. Архангельский. Методы и средства измерений магнитных характеристик и пленок. Энергоатомиздат, Л. (1990). 208 с.
- [9] Yu.M. Fedorov, A.A. Leksikov, A.E. Aksyonov, I.S. Edelman. Phys. Status Solidi C **106**, K 127 (1981).
- [10] С.Г. Овчинников, В.Н. Заблуда. ЖЭТФ **125**, 1, 150 (2004).
- [11] Э.Л. Нагаев. Физика магнитных полупроводников. Наука. М. (1979). 431 с.
- [12] Б.А. Беляев, А.В. Изотопов. ФТТ **49**, 9, 1651 (2007).
- [13] С.Р. Бойдедаев, Б.Ю. Соколов. ФТТ **50**, 12, 2198 (2008).
- [14] С.Р. Бойдедаев, Б.Ю. Соколов. ФТТ **51**, 6, 1115 (2009).
- [15] G.V. Scott. J. Phys. D: Appl. Phys. **7h**, 1574 (1974).
- [16] С. Тикадзуми. Физика ферромагнетизма. Мир, М. (1987). 420 с.
- [17] В.И. Петров, Г.В. Спивак, О.П. Павлюченко. УФН **106**, 2, 229 (1972).