

# Модулированная магнитная структура неоднородно напряженного монокристалла $\text{FeVO}_3$

Б. Ю. Соколов<sup>1)</sup>

Национальный университет Узбекистана им. Улугбека 700174 Вузгородок, Ташкент, Республика Узбекистан

Поступила в редакцию 14 октября 2005 г.

После переработки 26 января 2006 г.

Обнаружено, что при намагничивании неоднородно напряженного  $\text{FeVO}_3$  вдоль двух выделенных направлений в базисной плоскости (в легкой плоскости) в температурной области  $T < 140$  К в магнитном поле, превышающем пороговое значение  $H_0$ , происходит переход кристалла из однородного в пространственно модулированное магнитное состояние. Возникающая модулированная магнитная фаза существует в некотором зависящем от температуры интервале полей  $H_0 \leq H \leq H_c$  и представима в виде статической спиновой волны, линейно поляризованной в легкой плоскости кристалла, волновой вектор  $\mathbf{k}$  которой образует с осью намагничивания угол  $\sim 30^\circ$ . Исследованы полевая, температурная и ориентационная зависимости величины  $k$ . Предложен физический механизм, приводящий к модуляции магнитного параметра порядка исследованного кристалла. Обсуждение полученных результатов проведено в рамках теории магнитной яри.

PACS: 75.30.Kz, 75.60.Ch

Известно, что при намагничивании многодоменного ферромагнетика под углом к легкой оси в достаточно сильном магнитном поле  $H$ , когда заканчивается смещение доменных границ, намагниченность с ростом  $H$  выходит на насыщение путем доворота вектора спонтанной намагниченности  $\mathbf{m}_s$  к направлению  $\mathbf{H}$ . В этих условиях в структурно неоднородной системе (поликристалле, кристалле с упругими неоднородностями или дефектами кристаллической решетки и т.п.) происходит неоднородное по пространству вращение локальных векторов  $\mathbf{m}_s$ . При определенной ситуации, в процессе такого неоднородного вращения может оказаться энергетически выгодным состояние системы с длиннопериодической (в сравнении с периодом кристаллической решетки) пространственной модуляцией азимута вектора  $\mathbf{m}_s$ . Возникновение модулированного магнитного состояния (ММС) является следствием эффекта Имри – Ма [1] – потери устойчивости однородной магнитной фазы ферромагнетика в присутствии случайного поля. В [2] были исследованы условия возбуждения и существования ММС в легкоплоскостных слабых ферромагнетиках – гематите  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  и борате железа  $\text{FeVO}_3$ , в состав которых для создания дефектов кристаллической решетки были введены диамагнитные примеси. В настоящей работе представлены результаты наблюдения ММС, индуцированного полем  $H$  в процессе намагничивания неоднородно на-

пряженного монокристалла  $\text{FeVO}_3$ . Насколько нам известно, возникающие в этом случае модулированные магнитные структуры в монокристаллических магнетиках до настоящего времени экспериментально не исследовались.

В экспериментах использовался образец номинально чистого (беспримесного) монокристалла  $\text{FeVO}_3$  в виде плоско-параллельной пластинки в форме неправильного пятиугольника толщиной  $\approx 60$  мкм с поперечными размерами  $\sim 3$  мм. Развитые грани кристалла совпадали с плоскостью легкого намагничивания (с базисной плоскостью). Образец по периметру приклеивался к медной шайбе так, чтобы его центр совпадал с центром отверстия шайбы, после чего вся конструкция размещалась в оптическом криостате, позволяющем проводить исследование в области температур  $90 \leq T \leq 295$  К.

При понижении температуры от комнатной происходит постепенное уменьшение диаметра медной шайбы. Деформация шайбы передается образцу, вызывая его упругие напряжения<sup>2)</sup>. Вследствие неправильной формы исследуемого кристалла следует ожидать, что возникающие напряжения будут неоднородны по его площади. Эти напряжения наводят в плоскости образца дополнительную пространственно неоднородную магнитную анизотропию, харак-

<sup>2)</sup> Нам не известен коэффициент линейного расширения  $\text{FeVO}_3$ , но можно предположить, что он отличается от такового для меди, по крайней мере, в некотором интервале используемых в эксперименте температур.

<sup>1)</sup> e-mail: tolib\_m@uzsci.net

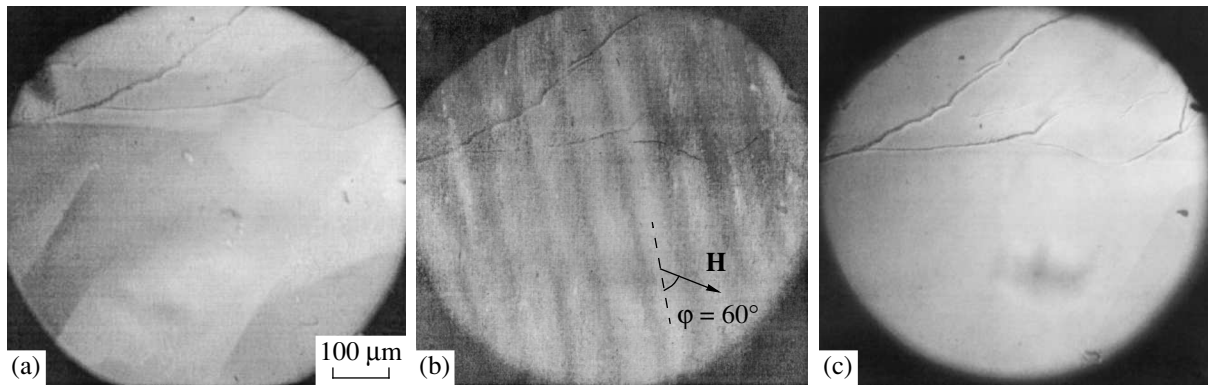


Рис.1. (а), (б) Изображения неоднородно напряженного кристалла  $\text{FeVO}_3$  и (с) того же кристалла при отсутствии в нем напряжений, полученные в поляризованном свете при  $T = 90$  К: (а)  $H = 0$ ; (б), (с)  $H = 8$  Э; стрелкой на рис.(б) показано направление намагничивания,  $\varphi$  – угол между средним направлением полос различного магнитооптического контраста и вектором  $\mathbf{H}$

теризующуюся константой  $K \propto \lambda(x, y)\sigma(x, y)$  ( $\lambda$  – константа магнитоупругости,  $\sigma$  – модуль возникающих напряжений,  $x, y$  – пространственные координаты в плоскости образца). Поскольку ненапряженный  $\text{FeVO}_3$  в магнитном отношении практически изотропен в базисной плоскости (при  $T = 78$  К эффективное поле анизотропии  $H_A < 1$  Э [3]), анизотропия, наведенная напряжениями, будет играть заметную роль в процессе намагничивания “приклеенного” образца.

Для изучения влияния неоднородных напряжений на магнитное состояние  $\text{FeVO}_3$  исследовалась эволюция его доменной структуры (ДС), наблюдаемая при наложении поля  $H$  в плоскости “приклеенного” образца. Исследования проводились магнитооптическим методом в окне максимальной оптической прозрачности  $\text{FeVO}_3$  (в области длин волн  $\sim 0.5$  мкм) в однородном магнитном поле  $H \leq 50$  Э при различной ориентации вектора  $\mathbf{H}$  в базисной плоскости кристалла. ДС визуально наблюдалась при помощи поляризационного микроскопа “на просвет” при нормальном падении света на плоскость образца по методике, описанной в [4].

Как показали наблюдения, при комнатной температуре в размагниченном состоянии образец имел регулярную двухслойную  $180^\circ$ -градусную ДС, типичную для тонких пластинок бората железа при отсутствии в кристалле напряжений [4]. При понижении температуры в области  $T < 200$  К наблюдаемая ДС становилась нерегулярной (рис.1а), что свидетельствует о достаточно сильных неоднородных напряжениях кристалла, вызывающих заметную вариацию азимутов локальных векторов  $\mathbf{m}_s$  в различных областях его плоскости.

Оказалось, что при  $T < T_c \approx 140$  К в базисной плоскости образца имеются два направления, обра-

зующие между собой угол  $\sim 60^\circ$  ( $120^\circ$ ), при намагничивании вдоль которых сначала кристалл монодоменизируется (при наблюдении в микроскоп его поверхность становится равномерно окрашенной по всей площади), а затем при росте поля до некоторого значения  $H_0$  (при изменении  $T$  от 90 до 135 К величина  $H_0$  уменьшается приблизительно от 7.5 до 7.2 Э) на изображении кристалла появляется квазипериодическая система полос примерно равной ширины с различающимся магнитооптическим контрастом. При этом направление полос в среднем составляет с вектором  $\mathbf{H}$  угол  $\varphi \approx 60^\circ$ . На рис.1б в качестве примера показано изображение одной из систем полос, полученное при  $T = 90$  К в поле<sup>3)</sup>  $H = 8$  Э.

При отклонении  $\mathbf{H}$  от этих выделенных направлений на угол  $\delta \leq \pm 5^\circ$  наблюдается асимметричное изменение пространственного периода системы полос  $D$ : при уменьшении  $\varphi$  величина  $D$  растет, а при увеличении – уменьшается, но направление полос в плоскости кристалла, а также их контраст не изменяются. При углах  $|\delta| > 5^\circ$  появления полос при намагничивании образца не обнаруживалось вплоть до максимально достижимого в эксперименте поля  $H = 50$  Э. Наблюдаемая система полос исчезает при достижении полем некоторого, зависящего от  $T$ , критического значения  $H_c$  (при  $T = 90$  К и  $\varphi \approx 60^\circ$  величина  $H_c \approx 30$  Э) путем постепенного ухудшения контраста между соседними полосами. При этом в пределах

<sup>3)</sup>Изменение величины и направления поля  $H$  не приводило к появлению аналогичных полос на изображении свободного от механических напряжений кристалла  $\text{FeVO}_3$  во всей исследуемой области температур (см. рис.1с, где представлено изображение “ненапряженного” кристалла, полученное при тех же условиях намагничивания, что и изображение “приклеенного” образца, приведенное на рис.1б).

точности эксперимента разность  $(H_c - H_0)$  линейно в зависимости от температуры уменьшается до нуля при  $T \rightarrow T_c$  (рис.2), а критическая температура  $T_c$ ,

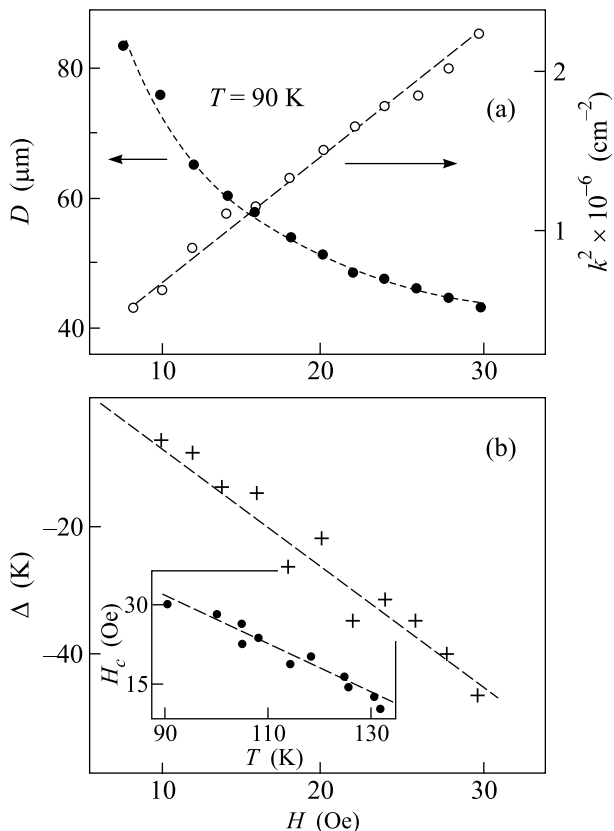


Рис.2. (а) Полевые зависимости пространственного периода системы полос и квадрата волнового вектора модулированной магнитной структуры. (б) Изменения с полем разности температур  $\Delta = T_c - 140 \text{ K}$ . На вставке: температурная зависимость критического поля. Штриховые линии проведены для облегчения визуального восприятия графиков

ниже которой возникает система полос, понижается с ростом  $H$  (рис.2). Наблюдаемый период системы полос  $D$  практически не меняется с температурой, но в сильной степени определяется напряженностью приложенного поля (рис.2).

Отсутствие резких границ у наблюдаемых полос и их периодичность позволяют описать пространственное распределение интенсивности света  $I$ , прошедшего систему поляризатор – образец – анализатор (интенсивность света, формирующего изображение полос в плоскости образца), статической волной с волновым вектором, перпендикулярным направлению полос:

$$I = I_0 \cos kx, \quad (1)$$

где  $I_0 = \text{const}$ ,  $k = 2\pi/D$  – модуль волнового вектора,  $x$  – текущая координата вдоль направления  $\mathbf{k}$ .

Учитывая зависимость интенсивность  $I$  от ориентации  $\mathbf{m}_s$  в кристалле  $\text{FeVO}_3$  [4] и полагая, что в процессе намагничивания намагниченность не выходит из базисной плоскости, на основании (1) изменение азимутального угла  $\beta$ , задающего направление вектора  $\mathbf{m}_s$  в плоскости “приклеенного” образца, при  $T < 140 \text{ K}$  в поле  $H \geq H_0$  можно представить в виде

$$\beta = \beta_0 \cos kx,$$

где  $\beta_0$  – амплитуда угла отклонения  $\mathbf{m}_s$  от направления вектора  $\mathbf{k}$  (от направления средней намагниченности кристалла). Последнее означает, что при ориентации  $\mathbf{H}$  вдоль выделенных направлений в базисной плоскости неоднородно напряженного  $\text{FeVO}_3$  поле  $H \geq H_0$  индуцирует переход кристалла из однородного в пространственно модулированное (неоднородное) магнитное состояние.

Таким образом, выполненные исследования показывают, что помимо хорошо известного влияния напряжений на такие параметры магнетика как коэрцитивная сила, магнитная восприимчивость, критическая температура и др., упругие неоднородности могут привести к появлению у кристалла магнитных свойств, отсутствующих в свободном от механических напряжений состоянии.

Остановимся на физическом смысле полученных экспериментальных результатов. Можно предположить, что упругие напряжения наводят в базисной плоскости “приклеенного” образца одноосную анизотропию, задающую направление легкой оси намагничивания. В завершающей стадии процесса смещения доменных границ вектор средней намагниченности кристалла  $\mathbf{M}$  оказывается ориентированным вдоль этой оси (очевидно, что направление легкой оси задается микроучастками образца, в пределах которых константа наведенной напряженными анизотропии максимальна). Вследствие неоднородности напряжений существует пространственная вариация направлений легкой оси и величины локальной анизотропии по площади образца. В поле  $H \approx H_0$  энергия обменного и магнитного диполь-дипольного взаимодействия оказывается достаточной, чтобы ориентировать локальные векторы  $\mathbf{m}_s$  вдоль среднего направления легкой оси. Однако при  $H > H_0$  локальные векторы  $\mathbf{m}_s$  в микрообластях образца с полем анизотропии  $H_A < H$  будут стремиться повернуться в сторону  $\mathbf{H}$ , что приведет к разориентации векторов  $\mathbf{m}_s$  в плоскости кристалла. Очевидно, что равновесная магнитная структура неоднородно напряженного  $\text{FeVO}_3$  в поле  $H > H_0$  будет определяться конкурен-

цией зеемановского, обменного и магнитоанізотропного взаимодействий. Из теории магнитных фазовых переходов известно, что ММС энергетически выгодно, когда вклад неоднородных конкурирующих взаимодействий в термодинамический потенциал кристалла становится меньше нуля [5]. В нашем случае такие условия реализуются в поле  $H \geq H_0$  при ориентации вектора  $\mathbf{H}$  под углом  $\sim 30^\circ$  к оси легкого намагничивания. С ростом  $H$  ориентирующее действие магнитного поля на векторы  $\mathbf{m}_s$  усиливается, что приводит к уменьшению угла  $\beta_0$  (ухудшению магнитооптического контраста между соседними полосами). В критическом поле  $H_c$  угол  $\beta_0 = 0$ , кристалл переходит в однородное магнитное состояние, и насыщение намагниченности при дальнейшем увеличении  $H$  достигается за счет однородного вращения  $\mathbf{M}$ .

В настоящее время существует несколько теоретических подходов для описания ММС, возникающего в структурно неоднородном магнетике во внешнем магнитном поле: спин-волновая теория [6]; метод, основанный на рассмотрении термодинамического потенциала системы [2]; теория магнитной ряби [7]. Все перечисленные теории приводят к линейной зависимости критической температуры  $T_c$  и величины  $k^2$  от  $H$ , что не противоречит результатам наших наблюдений (рис.2). Поэтому при обсуждении приведенных выше результатов можно использовать любую из этих теорий. Однако с точки зрения интерпретации и предварительного анализа выявленных закономерностей наблюдаемого явления теория магнитной ряби имеет существенное преимущество, поскольку позволяет связать основные параметры ММС с макроскопическими свойствами магнетика. Так, согласно [7],

$$k = \{[Hm_s \cos(90 - \varphi) - 2K]/2A\}^{1/2}, \quad (2)$$

где  $A$  – обменная константа,  $K$  – эффективная константа наведенной напряженности одноосной анизотропии, задающей направление легкой оси.

Из (2) следует, что ММС возникает при некотором пороговом поле  $H_0$ , удовлетворяющем условию

$$H_0 m_s \cos(90 - \varphi) = 2K, \quad (3)$$

а величина  $k$  должна расти при увеличении  $\varphi$ , что соответствует результатам наблюдений (см. выше).

Подставляя в (3) значение  $H_0 = 7.5$  Э,  $m_s(T = 90 \text{ К}) = 16.7$  Гс [8] и  $\varphi = 60^\circ$ , получим:  $K \approx 54$  эрг/см<sup>3</sup>, что примерно в 5 раз больше значения константы естественной магнитокристаллической анизотропии в базисной плоскости FeVO<sub>3</sub> [9]. Используя полученное значение  $K$ , на основе формулы (2) можно рассчитать период ММС. Например, при  $H = 15$  Э и  $A = 2 \cdot 10^{-6}$  эрг/см [4] из (2) находим:  $k \approx 5 \cdot 10^3$  см<sup>-1</sup> или соответствующее значение  $D \approx 12$  мкм, которое по порядку величины согласуется с периодом ММС, наблюдаемым экспериментально (рис.2).

Проведенный анализ позволяет заключить, что полученные экспериментальные данные в целом не противоречат существующим представлениям о переходе среды из однородного магнитного состояния в модулированное. Более детальное сопоставление теории и эксперимента можно будет провести при получении информации об изменении равновесных магнитных свойств FeVO<sub>3</sub> (магнитной восприимчивости, магнитострикции, резонансных характеристик и др.) в модулированной магнитной фазе кристалла.

1. Y. Imry and Sh. Ma, Phys. Rev. Lett. **35**, 1399 (1975).
2. Б. Ю. Соколов, ЖЭТФ **126**, 472 (2004).
3. Х. Г. Богданова, В. А. Голенищев-Кутузов, Л. И. Медведев и др., ЖЭТФ **95**, 613 (1989).
4. Б. Ю. Соколов, ФТТ **47**, 1818 (2005).
5. Ю. А. Изюмов, УФН **144**, 439 (1984).
6. Ю. М. Федоров, А. Ф. Садреев, А. А. Лексиков, ЖЭТФ **93**, 2247 (1987).
7. В. И. Петров, Г. В. Спивак, О. П. Павлюченко, УФН **106**, 229 (1972).
8. А. М. Кадомцева, Р. З. Левитин, Ю. Ф. Попов и др., ФТТ **14**, 214 (1972).
9. D. E. Lacklison, J. Chadwick, and J. L. Page, J. Phys. D: Appl. Phys. **5**, 810 (1972).