

## Наблюдение нового типа магнитных возбуждений в ферроборате $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$

М. Кобец<sup>1</sup>, К. Дергачев<sup>1</sup>, А. Ковалев<sup>1,2</sup>, С. Гнатченко<sup>1</sup>, Е. Хацько<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина

E-mail: khatsko@ilt.kharkov.ua

<sup>2</sup>Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина, пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61077, Украина

Статья поступила в редакцию 19 июля 2013 г., после переработки 21 августа 2013 г.

Исследованы спектры АФМР монокристалла  $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$  в интервалах частот 15–32,2 ГГц и температур 2,17–10 К в полях  $H < H_{sf}$ . Показано, что наличие несоизмеримой магнитной структуры в этих интервалах параметров приводит к существенному изменению резонансных свойств системы. Частоты обычного резонанса остаются конечными вплоть до поля спин-флоп перехода  $H_{sf}$ , и возникает дополнительная ветвь возбуждений, обладающая необычными гистерезисными особенностями. Для этой ветви найдены частотно-полевые и частотно-температурные зависимости в указанных интервалах изменения параметров.

Досліджено спектри АФМР монокристалла  $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$  в інтервалах частот 15–32,2 ГГц і температур 2,17–10 К в полях  $H < H_{sf}$ . Доведено, що наявність несумірної магнітної структури в цих інтервалах параметрів призводить до суттєвої зміни резонансних властивостей системи. Частоти звичайного резонансу залишаються кінцевими аж до спіну-флоп переходу  $H_{sf}$ , і виникає додаткова вітка збуджень, що має незвичайні гістерезисні особливості. Для цієї вітки збуджень знайдено частотно-польові та частотно-температурні залежності у вказаних інтервалах зміни параметрів.

PACS: 75.50.Ee Антиферромагнетики;

**76.50.+g** Ферромагнитный, антиферромагнитный и ферримагнитный резонансы; спин-волновой резонанс.

Ключевые слова: антиферромагнитный резонанс, мультиферроик, поляризация.

В последнее время активно исследуются свойства мультиферроиков семейства ферроборатов  $\text{RFe}_3(\text{BO}_3)_4$  с различными редкоземельными ионами R, что связано с наблюдением в них большого магнитоэлектрического эффекта, позволяющего управлять диэлектрическими свойствами таких веществ внешним магнитным полем [1]. Эти соединения обладают рядом интересных физических свойств, в частности магнитным упорядочением различных магнитных подрешеток, несоизмеримостью магнитной структуры, спонтанной поляризацией и сильным магнитоупругим взаимодействием. В данном сообщении приведены результаты резонансных исследований тригонального антиферромагнетика  $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ , для которого ранее была установлена сильная корреляция между диэлектрической проницаемостью, электрической поляризацией, магнитострикцией и магнитным упорядочением. Магнитоэлектрические взаимодействия проявляются в виде

аномалий на зависимости электрической поляризации от магнитного поля при изменении магнитной структуры железной подсистемы [2,3]. В кристалле  $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$  наблюдается последовательность нескольких магнитных фазовых переходов. Ниже температуры Нееля  $T_N \approx 30,6$  К возникает антиферромагнитное упорядочение магнитной подсистемы железа в «легкой» плоскости  $ab$ . Оно индуцирует упорядочение магнитной структуры редкоземельных атомов, магнитострикцию и возникновение слабой спонтанной поляризации в плоскости  $ab$ , линейно растущей с понижением температуры до  $T \sim 19$  К [4], при которой поляризация достигает величины  $\sim 5$  мМ·Кл/м<sup>2</sup>, и дальнейший ее рост прекращается до температур порядка 10 К, ниже которой вновь наблюдается рост спонтанной поляризации до величины  $\sim 10$  мМ·Кл/м<sup>2</sup>. При температуре  $T_c \approx 13,5$  К происходит еще один фазовый переход, при котором образуется несоизмеримая гели-

коидальная магнитная структура в направлении оси  $c$ , перпендикулярной легкой плоскости  $ab$  [5,6]. Слабая дополнительная магнитная анизотропия в этой плоскости приводит к нелинейной деформации такой структуры, которую можно трактовать как «квазисолитонную» [5,6].

Ранее в рассматриваемом соединении были исследованы диэлектрическая проницаемость, тепловое расширение, спонтанная электрическая поляризация, магнитная восприимчивость, магнитострикция [4], скорость звука, его затухание [7] и дифракция нейтронов [6]. Проявления магнитоэлектрических взаимодействий в особенностях антиферромагнитного резонанса (АФМР) впервые были исследованы в работе [8], в которой подробно изучены частотно-полевые зависимости АФМР. Они соответствуют колебаниям антиферромагнитной структуры железа в системе с анизотропией типа «легкая плоскость» со слабой дополнительной анизотропией в базисной плоскости  $ab$ . Как показано в [8], характерные магнитные параметры системы следующие: обменное поле (косвенное обменное взаимодействие ионов железа через ионы кислорода вдоль цепочек в направлении оси  $c$ ) равно  $H_e = 580$  кЭ, поле основной легкоплоскостной анизотропии  $H_a = 1,14$  кЭ и поле дополнительной анизотропии в легкой плоскости  $H_{a1} = 60$  Э. За магнитную анизотропию отвечают редкоземельные ионы, но из-за обменного взаимодействия ионов редкой земли и железа, которое составляет порядка  $J_{\text{FeNd}} = 73$  кЭ [9], наводится эффективная анизотропия в железной подсистеме с константой анизотропии  $\beta \approx \beta_{\text{Nd}} J_{\text{FeNd}} / (J_{\text{FeNd}} + \beta_{\text{Nd}}) \approx \beta_{\text{Nd}}$ . (Заметим, что для нахождения приведенных выше значений магнитных параметров использовалась простая модель двухподрешеточного АФМ и стандартные формулы для частот однородного АФМР, хотя элементарная магнитная ячейка цепочки ионов Fe в направлении оси  $c$  содержит 6 атомов железа. Кроме этого, учитывалась лишь одноосная анизотропия в легкой плоскости вдоль оси  $a$ . Реально легкие оси в плоскости  $ab$  направлены под углами  $\varphi = 0^\circ, 60^\circ$  и  $120^\circ$  к оси  $a$ , и магнетик разбивается на домены с указанной ориентацией основного состояния.)

Нейтронные исследования магнитной структуры при  $T < T_c$  в нулевом внешнем поле [6] показали, что несоизмеримая геликоидальная структура разворота вектора антиферромагнетизма в плоскости  $xy$  имеет вдоль оси  $z$  период, много больший периода магнитной решетки железа в этом направлении  $c = 7,6 \text{ \AA}$ . При температуре вблизи фазового перехода ( $T \approx T_c$ ) этот период составляет  $L = 3900 \text{ \AA} \approx 523 c$  [10]. С понижением температуры период несоизмеримой структуры уменьшается, достигая величины  $L = 1140 \text{ \AA} \approx 150 c$  при  $T = 2 \text{ К}$ . Кроме того, было показано [6], что фурье-разложение функции, описывающей разворот намагниченности, содержит утроенные гармоники. Это говорит о нелинейном характере геликоидальной структуры. Однако эта нели-

нейность слабая: длина периодической структуры составляет  $L \approx 150 c$ , в то время как магнитная длина (размер доменной стенки в легкой плоскости)  $\Lambda = c\sqrt{J/\beta_1} \approx 98 c$ , т.е.  $L \sim \Lambda$  (здесь  $J = J_{\text{FeFe}}$  — константа основного обменного взаимодействия вдоль оси  $c$ ,  $\beta_1$  — константа анизотропии в легкой плоскости).

В работе [3] в полях  $\sim 7\text{--}8$  кЭ наблюдали особенности полевой зависимости намагниченности, которые можно связать с магнитным спин-флоп переходом. Кроме того, в магнитном поле существенно меняется поляризация: она убывает при низких полях, обращаясь в нуль в поле  $\sim 5$  кЭ, а затем в полях  $\sim 10$  кЭ резко возрастает до величин порядка  $400 \text{ мм}\cdot\text{Кл}/\text{м}^2$ .

Резонансные измерения, проведенные при температурах  $T = 14,6 \text{ К} > T_c$  и  $T = 4,2 \text{ К} < T_c$ , показали существенное изменение частотных зависимостей АФМР при переходе в несоизмеримую фазу в области низких частот (порядка десятков ГГц) и малых полей (порядка десятков кЭ). На рис. 1 для области  $T > T_c$  тонкими линиями показаны теоретические частотно-полевые зависимости АФМР для двухосного антиферромагнетика с найденными значениями констант обменного взаимодействия и анизотропии в коллинеарной (1) и спин-флоп (2) фазах при ориентации внешнего постоянного поля вдоль направления оси легчайшего намагничивания ( $a$ ), а также для поля, направленного вдоль оси  $b$  в легкой плоскости (линия 3). Толстыми линиями (A, B и C) качественно изображены полученные в [8] результаты в области  $T < T_c$  для системы в несоизмеримой фазе (детально они приведены в работе [8] на рис. 5).

На рис. 1 видно, что экспериментальные зависимости (линии A и B) лежат между теоретическими кривыми 1, 3 и 2, 3, что может быть объяснено тем, что в несоизмеримой фазе магнитная структура представляет собой чередующиеся участки с ориентацией вектора

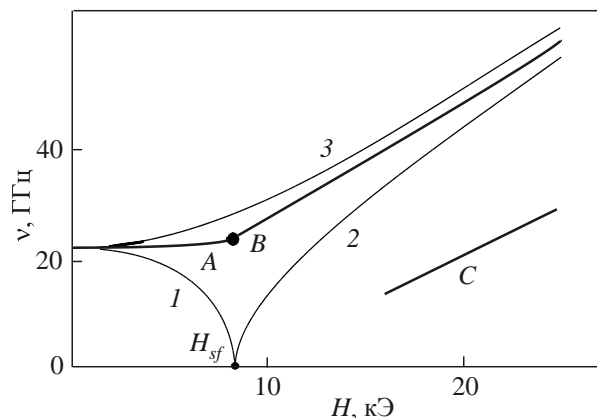


Рис. 1. Теоретические зависимости частот АФМР от внешнего магнитного поля  $\nu = \nu(H)$  при  $T > T_c$  в полях  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$  (1, 2) и  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{b}$  (3) и экспериментальные (A, B, C) зависимости частот АФМР от внешнего магнитного поля  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$  при  $T < T_c$ .

антиферромагнетизма параллельно и перпендикулярно приложенному внешнему полю, в каждом из которых зависимость частоты от величины поля описывается либо кривыми 1, 2, либо кривой 3.

Однако в работе [8] не обсуждались наблюдавшиеся в этой области дополнительные пики поглощения. В настоящем сообщении приводим данные более подробного изучения низкочастотных ветвей АФМР в диапазоне частот 25–33 ГГц и в полях до 20 кЭ в направлении поля  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$  при температуре 4,2 К, при которой антиферромагнетик находится в несоизмеримой геликоидальной фазе. Основное внимание уделено исследованию обнаруженной дополнительной к квазиферромагнитной интенсивной линии поглощения СВЧ поля, поляризованного вдоль оси  $b$ . Частотно-полевая зависимость для этих возбуждений при температуре  $T = 4,2$  К приведена на рис. 2 в виде кривой  $D$ . Здесь же линиями  $A$  и  $B$  отмечены зависимости для обычного АФМР, аналогичные  $A$  и  $B$  на рис. 1.

Дополнительная линия поглощения наблюдается в узком интервале частот  $27 \text{ ГГц} < \nu < 30 \text{ ГГц}$ . Возникающая при  $\nu \approx 30 \text{ ГГц}$ , широкий пик поглощения при дальнейшем понижении частоты СВЧ поля расщепляется на два пика, один из которых сдвигается в область низких полей и исчезает (стремится к нулевому полю) при  $\nu \approx 27,58 \text{ ГГц}$ . Второй (высокополевой) пик смещается в область высоких полей и на частоте  $\nu \approx 27 \text{ ГГц}$  не идентифицируется на фоне основной линии АФМР. Максимум частотно-полевой зависимости дополнительной линии соответствует  $H \approx 6 \text{ кЭ}$ . При этом основная линия АФМР сохраняет частотно-полевую зависимость и ниже указанного частотного интервала. Характерные полевые зависимости поглощения при фиксированных частотах приведены на рис. 3. Три из них ( $\nu \approx 30,95$ ;  $29,98$  и  $28,66 \text{ ГГц}$ ) соответствуют горизонтальным линиям  $a$ ,  $b$  и  $c$  на рис. 2.

Дополнительная линия поглощения обладает рядом особенностей, существенно отличающих ее от других резонансных пиков.

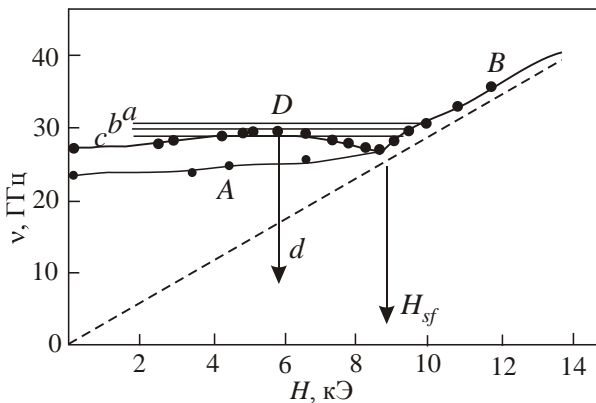


Рис. 2. Частотно-полевые зависимости пиков поглощения СВЧ поля в низкочастотной области при полях  $H \leq H_{sf}$ .  $T = 4,2$  К.

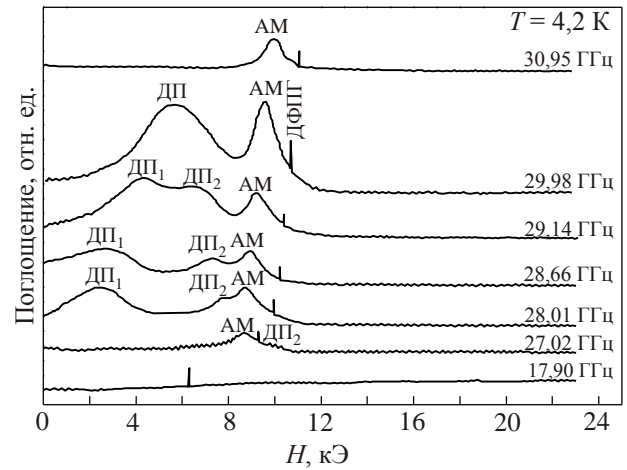


Рис. 3. Зависимость поглощения СВЧ поля от величины постоянного поля для дополнительной линии поглощения при  $T = 4,2$  К. Пик АМ соответствует акустической моде АФМР (линии  $B$  на рис. 1, 2), узкая линия — сигнал ДФПГ. Пики ДП, ДП<sub>1</sub> и ДП<sub>2</sub> отвечают дополнительным пикам поглощения, исследуемым в данной статье.

Во-первых, это резонансное поглощение наблюдается только при увеличении постоянного внешнего поля. При уменьшении поля дополнительный пик поглощения не возникает, что показано на рис. 4. Такое необычное поведение резонансной зависимости — главный и интригующий результат данного сообщения. Для остальных линий АФМР подобное поведение не наблюдается.

Важно отметить, что подобный эффект появления и поведения дополнительной линии поглощения в магнитном поле, обусловленный возникновением несоизмеримой магнитной структуры, авторы данной статьи экспериментально наблюдали в  $\text{KTm}(\text{MoO}_2)_2$  (см. [11]).

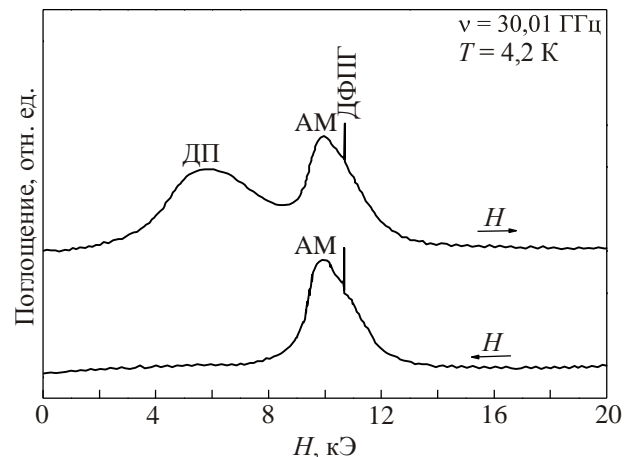


Рис. 4. Зависимость поглощения ВЧ поля при  $T = 4,2$  К и  $\nu \approx 30,01 \text{ ГГц}$  от величины постоянного поля при его увеличении и уменьшении. Стрелочками показано направление протекания магнитного поля. Узкая линия — сигнал ДФПГ.

Во-вторых, если при увеличении магнитного поля остановить протяжку на максимуме кривой поглощения и изменить направление протяжки поля, то поглощение почти скачкообразно упадет до нуля. Более того, изменение направления протяжки в любой точке на контуре дополнительной линии поглощения всегда приводит к переходу системы из возбужденного состояния, в котором она поглощает энергию, в другое состояние. Экспериментальные гистерезисные кривые на частоте  $\approx 30,36$  ГГц приведены на рис. 5. Верхняя кривая близка к приведенной на рис. 4 кривой для  $\nu \approx 30,01$  ГГц. В некоторых случаях система переходит в основное состояние с отсутствием поглощения (кривые 3 и 4 на рис. 5). В других случаях (кривая 2) гистерезисная кривая небольшая, и система не переходит в основное состояние, что, возможно, связано с большими временами релаксации в  $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ . Подчеркнем, что экспериментально наблюдается переход из одного состояния в другое в зависимости не от величины поля  $H$ , а от знака изменения поля  $\Delta H$ . Таким образом, в системе отсутствует симметрия относительно замены знака времени  $t \rightarrow -t$ , что, по-видимому, свидетельствует о релаксационном характере природы этого явления.

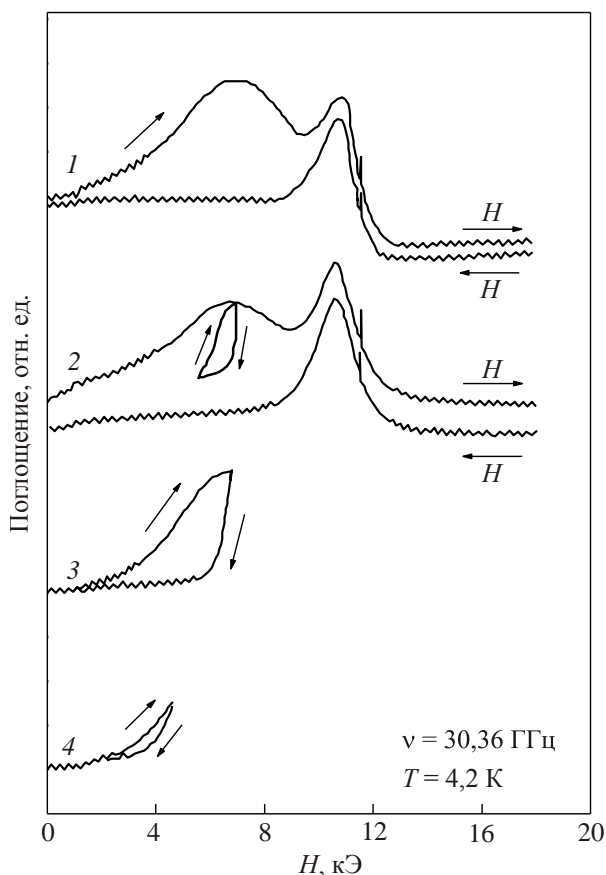


Рис. 5. Гистерезисные кривые дополнительного поглощения в соединении  $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ , полученные при изменении направления протяжки магнитного поля при различных значениях этого поля. Узкая линия — сигнал ДФПГ.

В-третьих, необычной является температурная зависимость дополнительного пика поглощения. Нами экспериментально получена зависимость от температуры максимальной частоты СВЧ поля, при которой наблюдается дополнительный пик поглощения (на рис. 2 при  $T = 4,2$  К ей соответствует точка  $\nu \approx 29,98$  ГГц и  $H = 5,727$  кЭ). На рис. 6 она приведена в интервале температур  $2,17 \text{ К} < T < 10 \text{ К}$ .

Частота дополнительной линии монотонно уменьшается с повышением температуры, что соответствует линии  $d$  на рис. 2. Как видно, поле максимума частоты дополнительной линии практически не смещается с ростом температуры. Можно предположить, что частота дополнительной линии обращается в нуль при температуре  $T = T_c \approx 13$  К, поскольку выше температуры  $T_c$  она не наблюдается. Таким образом, существование дополнительных возбуждений связано с возникновением несоизмеримой фазы. Видно существенное отличие этой зависимости от соответствующей зависимости для основных пиков поглощения СВЧ поля. Частоты обычных линий АФМР (линии  $A$  и  $B$  на рис. 1, 2) при повышении температуры также понижаются, трансформируясь при  $T > T_c$  и ориентации поля вдоль оси  $a$  в линии 1, 2 на рис. 1. Частота обращается в нуль только в точке спин-флоп перехода. В малых полях частота основного АФМР остается конечной, в то время как частота дополнительного пика стремится к нулю.

Наконец, отметим, что дополнительная линия поглощения зависит от мощности накачки СВЧ. При уменьшении амплитуды переменного поля она всегда возбуждается и наблюдается, а при максимальной мощности накачки ( $\sim 5$  мВт) происходит насыщение поглощения, обусловленное, по-видимому, слабой спин-решеточной релаксацией, которая, как показывают наши измерения АФМР, реализуется в  $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$  [8].

Рассмотрим резонансные свойства исследуемой системы в несоизмеримой фазе в простейшем случае

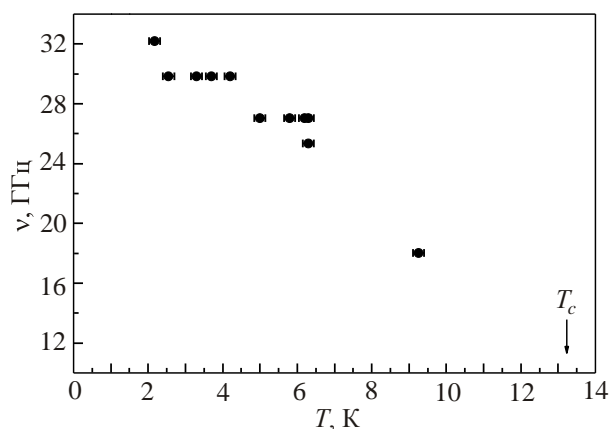


Рис. 6. Температурная зависимость характерной частоты дополнительного возбуждения  $\nu = \nu(T)$ .

нулевой температуры и отсутствия затухания. (Как указывалось выше, дополнительная колебательная мода должна существенно определяться наличием диссипации и не может быть объяснена в рамках предлагаемой упрощенной модели.) Ограничимся областью полей  $H < H_{sf}$ , которая рассматривалась выше экспериментально. Кроме того, ограничимся двухподрешеточным АФМ с намагниченностями  $\mathbf{M}_1$  и  $\mathbf{M}_2$ .

Для несоизмеримых структур, модулированных вдоль оси  $c$  (оси  $z$ ), плотность магнитной энергии системы запишем в виде [12]

$$W \approx 2JM_0^2\mathbf{m}^2 + JM_0^2a^2(d\mathbf{l}/dz)^2/2 - 2M_0^2\mathbf{h}\mathbf{m} + \beta M_0^2(\mathbf{1n}_z)^2 - \beta_1 M_0^2(\mathbf{1n}_x)^2, \quad (1)$$

где  $J$  — константа однородного обмена,  $\beta$  — константа основной легкоплоскостной анизотропии,  $\beta_1 \ll \beta$  — константа слабой анизотропии в легкой плоскости  $ab$  (ось  $x$  — легчайшая),  $M_0$  — номинальная намагниченность подрешетки,  $a$  — постоянная магнитной антиферромагнитной ячейки вдоль оси  $c$ ,  $\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M_0$  — вектор ферромагнетизма,  $\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_0$  — вектор антиферромагнетизма,  $\mathbf{n}_x$  и  $\mathbf{n}_z$  — орты вдоль соответствующих осей,  $\mathbf{h} = \mathbf{H}/M_0$  — внешнее магнитное поле, направленное вдоль легчайшей оси  $x$ ,  $g$  — гиромагнитное отношение (при выводе (1) учтено, что  $m \ll l$ ). Динамические уравнения для вектора антиферромагнетизма имеют вид [13]

$$[\mathbf{1}n_x]/(g^2M_0^2) - J^2a^2[\mathbf{1}n_z] + 2\mathbf{l}_t(\mathbf{1h})/(gM_0) + [\mathbf{1h}](\mathbf{1h}) + 2J\beta[\mathbf{1n}_z](\mathbf{1n}_z) - 2J\beta_1[\mathbf{1n}_x](\mathbf{1n}_x) = 0. \quad (2)$$

Это уравнение задает частоты однородного АФМР. В коллинеарной фазе (при  $T > T_c$  и  $H = 0$ ) в используемых обозначениях частота обменной моды равна  $\omega_{ex} \approx gM_02J$  (здесь и ниже для частот используется обозначение  $\omega = g\nu$ ), а частоты двух других мод соответственно  $\omega_2 \approx gM_0\sqrt{2J(\beta + \beta_1)}$  и  $\omega_1 \approx gM_0\sqrt{2J\beta_1}$  (эти формулы использовались для нахождения приведенных выше констант магнитных взаимодействий). В магнитном поле частота нижней ветви  $\omega_1 \approx gM_0\sqrt{2J\beta_1 - h^2}$  обращается в нуль в точке спин-флоп перехода  $h_{sf} \approx \sqrt{2J\beta_1}$ . В нулевом поле  $\omega_1(0) = 23,8$  ГГц и  $\omega_2(0) = 110,75$  ГГц. При этом  $H_{sf} = 8,34$  кЭ.

В несоизмеримой фазе в статическом случае вектор  $\mathbf{l}$  лежит и разворачивается в легкой плоскости и его компоненты равны  $l_x = l \cos \varphi$  и  $l_y = l \sin \varphi$ , где  $\varphi$  — полярный угол, отсчитываемый от направления оси  $a$ , и уравнение для него

$$J^2a^2\varphi_{zz} - (2J\beta_1 - h^2) \sin \varphi \cos \varphi = 0. \quad (3)$$

Хотя в геликоидальной фазе уже не существуют чистые коллинеарные и спин-флоп структуры, при

прохождении по полю значения  $h_{sf} = \sqrt{2J\beta_1}$  решения уравнения (3) существенно меняются. При  $h < h_{sf}$

$$\varphi_1 = \pi/2 + am(sz, k), \quad h < h_{sf}, \quad (4)$$

где  $s = \sqrt{2J\beta_1 - h^2}/(aJk)$ ,  $am(p, k)$  — эллиптическая амплитуда Якоби и  $0 \leq k \leq 1$  — ее модуль. При приближении к температуре  $T_c$  решение описывает решетку солитонов с увеличивающимся расстоянием между ними. Этому отвечает предел  $1 - k \ll k$ . Решение (4) описывает чередующиеся области коллинеарной фазы с  $\mathbf{l} \parallel \mathbf{n}_x$ , разделенные кинками в спин-флоп фазе с  $\mathbf{l} \parallel \mathbf{n}_y$ . Решение для  $\varphi_2$  описывает чередующиеся области спин-флоп фазы с  $\mathbf{l} \parallel \mathbf{n}_y$ , разделенные кинками в коллинеарной фазе с  $\mathbf{l} \parallel \mathbf{n}_x$ . При  $h = h_{sf}$  решение превращается в «линейную» спираль с  $\varphi = kz$  и  $k = 0$ . Период несоизмеримой структуры равен  $L = 2aJkK(k)/\sqrt{2J\beta_1 - h^2}$ , где  $K(k)$  — полный эллиптический интеграл первого рода. В нулевом поле при подстановке в это выражение экспериментальных данных для  $a$ ,  $L$ ,  $J$  и  $\beta_1$  получаем  $k \approx 0,613$ . Таким образом, ярко выраженная солитонная структура не наблюдается, что следует и из нейтронных данных [6]. Тем не менее проявляется слабая нелинейность структуры.

В ненулевых полях зависимость  $k(h)$  определяется минимизацией полной энергии системы с учетом взаимодействия магнитной подсистемы со спонтанной и наведенной полем поляризации. Линеаризуя уравнения (2) относительно статической геликоидальной структуры (4)  $\varphi(z, t) = \varphi_1(z) + \phi(z, t)$ ,  $\phi \ll 1$ , для малых колебаний вида  $\phi = u(z) \sin \omega t$  получаем уравнение

$$J^2a^2u_{zz} + \{[(\omega/gM_0)^2 + (2J\beta_1 - h^2)] - 2(2J\beta_1 - h^2)\text{sn}^2(sz, k)\}u = 0, \quad (5)$$

где  $\text{sn}(sz, k)$  — эллиптический синус Якоби. Периодические решения этого уравнения хорошо известны (см., например, [7]):

$$u_1 = \text{cn}(sz, k), \quad \omega_{(1)} = \omega_1 \sqrt{1 - (h/h_{sf})^2} k'/k, \quad (6)$$

$$u_2 = \text{sn}(sz, k), \quad \omega_{(2)} = \omega_1 \sqrt{1 - (h/h_{sf})^2} /k, \quad (7)$$

где  $\text{cn}(sz, k)$  и  $\text{sn}(sz, k)$  — эллиптические косинус и синус Якоби и дополнительный модуль  $k' = \sqrt{1 - k^2}$ . Если учесть найденное из экспериментальных данных значение модуля  $k = 0,613$ , то в нулевом поле значения частот двух мод равны соответственно  $\omega_{(1)} = 1,29\omega_1$  и  $\omega_{(2)} = 1,63\omega_1$ , где  $\omega_1 = gM_0\sqrt{2J\beta_1}$  — резонансная частота в однородном состоянии в отсутствие несоизмеримой структуры.

Для определения полевых зависимостей  $\omega_{(1)}(h)$  и  $\omega_{(2)}(h)$  необходимо найти зависимость от поля параметра  $k = k(h)$ . Для этого в выражение для плотности



энергии (1) следует добавить энергию магнитоэлектрического взаимодействия. В [7] обсуждается выражение для этого взаимодействия  $W_{me} = \alpha_{iklm} P_i l_k \nabla_l l_m$  и его упрощенный вариант  $W_{me} = \alpha P_{\perp} \partial \varphi / \partial z$ , где  $P_{\perp}$  — вектор поляризации в легкой плоскости. Минимизация полной энергии с учетом дополнительного слагаемого магнитоэлектрического взаимодействия (на период несоизмеримой структуры)

$$\bar{W} = M_0^2 a^2 J_s^2 (E/K - 1/2) - M_0^2 h^2 / 2J + \gamma P(h) a J_s / K \quad (8)$$

(где  $K = K(k)$  и  $E = E(k)$  — полные эллиптические интегралы первого и второго рода,  $\gamma = \pi \alpha / 2 \sqrt{2} J a$ ) дает уравнение для нахождения зависимости  $k = k(h)$ :

$$k/E(k) = M_0^2 \sqrt{2J\beta_1 - h^2} / [\gamma J P(0) f(h)]. \quad (9)$$

Здесь  $f(h)$  — нормированная на единицу зависимость поляризации от поля. Используя полученное из экспериментальных данных в нулевом поле  $k_0 = 0,613$ , находим  $\gamma P(0) = [E(k_0)/k_0] (\sqrt{2J\beta_1}/J) \approx 0,0331$ . Поскольку в поле спин-флопа  $k = 0$ , то в полях  $h < h_{sf}$  приближенно  $E(k) \approx \pi/2 \approx 1,571$ , и окончательная зависимость имеет вид  $k(h) = 0,613 \sqrt{1 - (h/h_{sf})^2} / f(h)$ . Подставляя это выражение в формулы (6), (7) для частот АФМР, находим

$$\omega_{(2)} = 1,63 \omega_1 f(h), \quad \omega_{(1)} = 1,63 \omega_1 f(h) k'. \quad (10)$$

Зависимость  $f(h)$  может быть взята из эксперимента. Как показано в [3], в поле  $H \sim 5$  кЭ поляризация, по-видимому, меняет знак и далее, с повышением величины поля, возрастает в области  $H \sim H_{sf}$ . При этом зависимость  $\omega_{(2)}(h)$  качественно совпадает с экспериментальной кривой А на рис. 1 и 2. (Численное несовпадение  $\omega_{(2)}(h=0) = 1,63 \omega_1 \neq \omega_1$  связано с тем, что выше величина  $\omega_1$  определялась по формулам для коллинеарной фазы.) Вторая ветвь АФМР лежит существенно ниже по частотам, и ее частоты уменьшаются с ростом температуры, стремясь к нулю при  $T \rightarrow T_c$  (поскольку в этом пределе  $k' \rightarrow 0$ ). Поэтому она не наблюдалась в наших экспериментах.

В заключение остановимся на природе резонансной линии С на рис. 1, которая кратко обсуждалась в [8]. При  $H < H_{sf}$  в области низких частот для двух направлений поля в коллинеарной фазе существуют по одной ветви спектра, лежащие близко друг к другу (кроме окрестности спин-флопа). В несоизмеримой фазе, которую можно представить как чередование доменов с направлениями вектора антиферромагнетизма параллельно и перпендикулярно полю, естественно ожидать одновре-

менного наблюдения этих двух ветвей. Однако в эксперименте видна лишь одна из них. Теория показывает (см. выше), что из двух ветвей одна должна лежать близко к ветвям в коллинеарной фазе, а вторая существенно понизиться по частоте. Возможно, она попадает в низкочастотную область, где эксперимент не проводился. Если такая картина правильна, то выше спин-флопа перехода в несоизмеримой фазе должно наблюдаться аналогичное поведение: одна ветвь должна располагаться в районе двух квазиферромагнитных ветвей исходных коллинеарных фаз с перпендикулярными направлениями полей, а вторая — существенно ниже по частотам. Это и наблюдается в эксперименте. Однако для подтверждения этого в дальнейшем будут проведены соответствующие вычисления. Этот вопрос имеет дополнительный интерес, связанный с выяснением влияния поляризации на резонансные свойства.

Таким образом, при исследовании частотных зависимостей АФМР в диапазоне частот 15–32,2 ГГц и интервале температур 2,17–10 К обнаружено дополнительное поглощение, связанное, по-видимому, с образованием несоизмеримой магнитной сверхструктуры в  $\text{NdFe}_3(\text{VO}_3)_4$  ниже температуры 13,5 К. Характерной особенностью этого необычного дополнительного возбуждения является расщепление полосы поглощения с понижением частоты СВЧ на две: одна из которых при дальнейшем понижении частоты стремится к щели величиной  $\Delta \nu = 27,58$  ГГц ( $T = 4,2$  К) в нулевом магнитном поле, резонансное поле другой увеличивается. В поле спин-флопа частотно-полевая зависимость дополнительной ветви «стыкуется» с зависимостями для ветви обычного АФМР при  $H < H_{sf}$  и квазиферромагнитной ветви при  $H > H_{sf}$ . Возбуждение дополнительной ветви спектра АФМР сопровождается необычным гистерезисом, физическая причина которого непонятна. Аналитически получена частотно-полевая зависимость для «обычной» ветви АФМР при  $H < H_{sf}$ .

1. А.М. Кадомцева, Ю.Ф. Попов, С.С. Кротов, А.К. Звездин, Г.П. Воробьев, Л.Н. Безматерных, Е.А. Попова, *ФНТ* **31**, 1059 (2005) [*Low Temp. Phys.* **31**, 807 (2005)].
2. А.К. Звездин, С.С. Кротов, А.М. Кадомцева, Г.П. Воробьев, Ю.Ф. Попов, А.П. Пятаков, Л.Н. Безматерных, Е.Н. Попова, *Письма в ЖЭТФ* **81**, 335 (2005).
3. А.К. Звездин, Г.П. Воробьев, А.М. Кадомцева, Ю.Ф. Попов, А.П. Пятаков, Л.Н. Безматерных, А.В. Кувардин, Е.А. Попова, *Письма в ЖЭТФ* **83**, 600 (2006).
4. А.М. Кадомцева, Ю.Ф. Попов, Г.П. Воробьев, А.П. Пятаков, С.С. Кротов, К.И. Камиллов, В.Ю. Иванов, А.А. Мухин, А.К. Звездин, А.М. Кузьменко, Л.Н. Безматерных, И.А. Гудим, В.Л. Темеров, *ФНТ* **36**, 640 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 511 (2010)].
5. M. Janoschek, P. Fischer, J. Schefer, B. Roessli, V. Pomjakushin, M. Meven, V. Petricek, G. Petrakovskii, and L. Bezmaternikh, *arXiv: 1001.1784v1 [cond-mat.str-el]*.

6. M. Janoschek, P. Fischer, J. Schefer, B. Roessli, V. Pomjakhushin, M. Meven, V. Petricek, G. Petrakovskii, and L. Bezmaternikh, *Phys. Rev. B* **81**, 094429 (2010).
7. G.A. Zvyagina, K.R. Zhekov, I.V. Bilych, A.A. Zvyagin, I.A. Gudim, and V.L. Temerov, *Fiz. Nizk. Temp.* **37**, 1269 (2011) [*Low Temp. Phys.* **37**, 1010 (2011)].
8. M.I. Kobets, K.D. Dergachev, E.N. Khatsko, S.L. Gnatchenko, L.N. Bezmaternykh, and V.L. Temerov, *Physica B* **406**, 3430 (2011).
9. Д.В. Волков, А.А. Демидов, Н.П. Колмакова, *ЖЭТФ* **131**, 1030 (2007).
10. J.E. Hamann-Borrero, S. Partzsch, S. Valencia, C. Mazzoli, J. Herrero-Martin, R. Feyerherm, E. Dudzik, C. Hess, A. Vasiliev, L. Bezmaternykh, B. Büchner, and J. Geck, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 267202 (2012).
11. М.И. Кобец, *ФНТ* **26**, 96 (2000) [*Low Temp. Phys.* **26**, 72 (2000)].
12. И.В. Барьяхтар, Б.А. Иванов, Нелинейные волны намагниченности антиферромагнетика, *Препринт ДонФТИ* – 80-46, 61 (1980).
13. A.S. Kovalev and I.V. Gerasimchuk, *JETP* **93**, 965 (2002).

## Observation of a new type of magnetic excitations in $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ ferroborate

M. Kobets, K. Dergachev, A. Kovalev,  
S. Gnatchenko, and E. Khatsko

The AFMR spectra of the  $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$  crystal of an incommensurate state are measured in ranges of frequencies 15–32.2 GHz, temperatures 2.17–10 K and fields  $H < H_{sf}$ . It is found that the incommensurability of the magnetic ordering in these ranges of parameters leads to an essential change of the resonant properties of the system. The frequency of the “usual” resonance remains finite up to the spin-flop transition field  $H_{sf}$ , and a new branch of excitations with unusual hysteresis properties arises. The dependences of resonant frequency on field and temperature are found in the above ranges of these parameters.

PACS: 75.50.Ee Antiferromagnetics;  
**76.50.+g** Ferromagnetic, antiferromagnetic,  
and ferrimagnetic resonances; spin-wave resonance.

Keywords: antiferromagnetic resonance, multiferroic, polarization.