

05,06

# Резонансные особенности динамической магнитной восприимчивости в гексаферрите BaFe<sub>12</sub>O<sub>19</sub> при переходе из магнитоупорядоченного состояния в парамагнитное

© А.А. Безлепкин, С.П. Кунцевич

Харьковский национальный университет им. В.Н. Каразина,  
Харьков, Украина

E-mail-Anatoliy.A.Bezlyepkin@univer.kharkov.ua

(Поступила в Редакцию 23 апреля 2012 г.)

Представлены результаты экспериментального исследования динамической магнитной восприимчивости кристаллов бариевого гексаферрита в температурной области перехода из магнитоупорядоченного в парамагнитное состояние. Обнаруженные особенности поведения магнитной восприимчивости интерпретируются как характерные для сверхнизкочастотного естественного ферромагнитного резонанса спиновой подсистемы блоховских доменных границ. Полученные результаты хорошо согласуются с представлениями об особенностях критической спиновой динамики в области температуры Кюри.

Работа выполнена при поддержке фонда фундаментальных исследований Украины.

## 1. Введение

При создании радиоэлектронных устройств, работающих без подмагничивающего поля используется явление естественного ферромагнитного резонанса (ФМР). Низкочастотная граница таких устройств составляет величину  $\sim 2$  GHz [1]. Поэтому использование физических принципов и разработка материалов, позволяющих наблюдать ФМР на более низких частотах, представляет не только научный, но и практический интерес.

В однодоменном состоянии в высокоанизотропном магнитноодноосном гексаферрите (BaM) при комнатной температуре частота естественного ФМР составляет 48 GHz [2]. В настоящей работе представлены результаты исследования в температурной области перехода из магнитоупорядоченного состояния в парамагнитное естественного сверхнизкочастотного ФМР спиновой подсистемы блоховских доменных границ (ДГ) в феррите BaM на частоте на три порядка меньше, чем частота естественного ФМР в однодоменном состоянии при комнатной температуре.

## 2. Условия наблюдения ФМР

В работе [3] показана принципиальная возможность наблюдения низкочастотного естественного ФМР спиновой подсистемы блоховских ДГ магнитноодноосного кристалла в области фазового перехода. Из работы [3] следует, что частота естественного ФМР  $\omega$  зависит от ориентации спиновых моментов относительно направления легкого намагничивания и задается выражением

$$\omega = \gamma \frac{2K_1}{I_s} \cos \vartheta, \tag{1}$$

где  $\gamma$  — магнитомеханическое отношение;  $K_1$  — константа энергии магнитной кристаллографической анизо-

тропии;  $I_s$  — намагниченность насыщения;  $\vartheta$  — угол между направлением легкого намагничивания и намагниченностью.

Из соотношения (1) следует условие:  $\omega \rightarrow 0$  при  $\vartheta \rightarrow 0$ . В блоховских ДГ магнитноодноосных кристаллов разворот спиновых моментов происходит по винтовой линии как показано на рис. 1. В середине ДГ спиновые моменты ориентированы под углом  $90^\circ$  к направлению легкого намагничивания, расположены в плоскостях параллельных  $XOZ$  и образуют слой с размагничивающим фактором  $N_x = 0$ . Слои середины ДГ, частоты ФМР которых попадают в интервал, задаваемый шириной резонансной линии, могут давать вклад в сигнал низкочастотного ФМР. Наблюдение ФМР возможно на частотах  $f > T^{-1}$ , где  $T$  — время релаксации магнитных моментов. Величина  $T^{-1} \approx (\gamma/2\pi)\Delta H$ , где  $\Delta H$  ширина резонансной линии. При комнатной температуре для исследуемых кристаллов  $\gamma/2\pi \approx 2.8$  MHz/Oe,  $\Delta H \approx 80$  Oe. Поэтому  $T^{-1} \approx 224$  MHz и наблюдение при комнатной

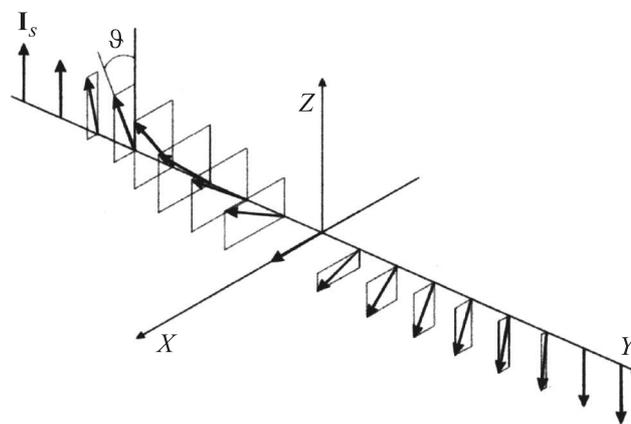


Рис. 1. Ориентация спиновых моментов в блоховской доменной границе.

температуре ФМР на частотах  $\omega < 224$  МГц невозможно.

В области перехода из магнитоупорядоченного состояния в парамагнитное критическая динамика спиновой подсистемы носит релаксационный характер [4]. При приближении к критической точке время релаксации быстро возрастает. При этом равновесное состояние устанавливается чрезвычайно медленно [5]. Увеличение  $T$  в области фазового перехода обуславливает возможность наблюдения естественного ФМР на низких частотах от спиновой подсистемы в середине ДГ. В макрокристаллах ВаМ в области температуры Кюри магнитные фазы для спинов в середине ДГ можно рассматривать как субдомены с одинаковой и взаимно противоположной ориентацией спиновых магнитных моментов. К ним применимо рассмотрение связанных колебаний, проведенное в работе [6]. Из результатов этой работы следует, что условия наблюдения резонанса будут зависеть от ориентации вектора напряженности переменного магнитного поля  $\tilde{h}$  относительно плоскости, в которой ориентированы спиновые моменты в середине ДГ. Для кристалла сферической формы при ориентации переменного поля параллельно плоскости ДГ и перпендикулярно направлению спинов в середине ДГ частота естественного ФМР  $\omega$  определяется соотношением [6]

$$\omega = \gamma \frac{4\pi}{\sqrt{3}} I_s. \quad (2)$$

Из выражения (2) следует возможность наблюдения резонанса в области перехода из магнитоупорядоченного состояния в парамагнитное. При этом „прохождение“ резонансной линии будет происходить при изменении температуры, поскольку  $I_s = f(T)$ .

### 3. Образцы и методика измерений

В качестве образцов использовались монокристаллы ВаМ, выращенные из раствора в расплаве флюса ВаО · В<sub>2</sub>О<sub>3</sub>. Кристаллизация производилась на вращающуюся затравку в интервале температур 1150–1050 °С. Фазовый состав кристаллов контролировался рентгенографическим методом. Постоянные кристаллической решетки при комнатной температуре:  $a = 0.589$  нм,  $c = 2.319$  нм. Образцы имели форму, близкую к сферической с диаметром 5 мм. Температурная зависимость действительной части магнитной восприимчивости определялась исходя из экспериментальных значений резонансной частоты LC-контура при различных температурах. В катушку индуктивности помещался исследуемый образец, ориентированный определенным образом относительно переменного поля  $\tilde{h}$ . Точность определения резонансной частоты контура  $\approx 1$  кГц. Для определения характеристик контура использовался анализатор спектров СК4-59.

Катушка индуктивности, изготовленная из платиновой проволоки, помещалась с образцом в электриче-

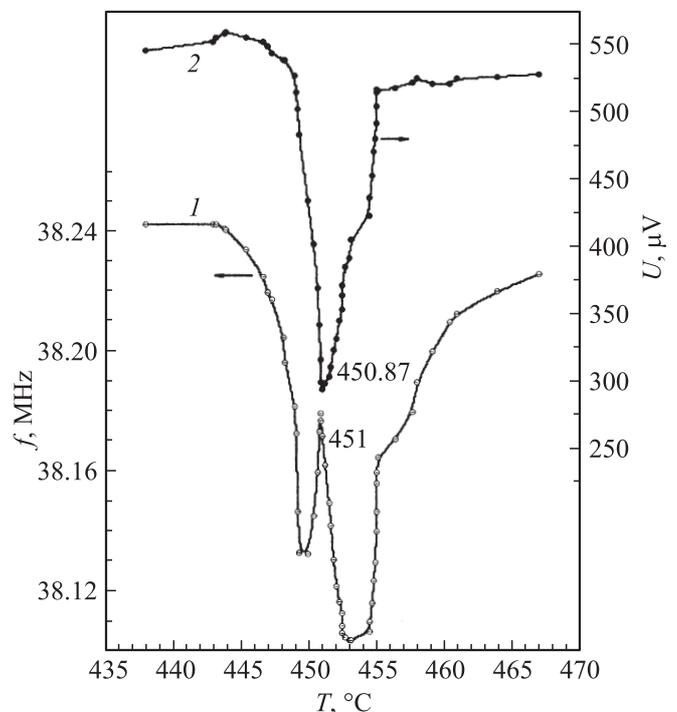
скую печь, питание которой осуществлялось постоянным током, стабилизируемым на заданном уровне не хуже 0.01%. Нагреватель печи наматывался бифилярно на медную трубку, которая обеспечивала постоянство температуры в рабочем пространстве печи. Температура определялась по термоэдс дифференциальной термопары платина–платинородий, измерительный спай которой имел непосредственный тепловой контакт с образцом, а второй спай термостатировался при 0 °С тающим льдом.

### 4. Экспериментальные результаты и обсуждение

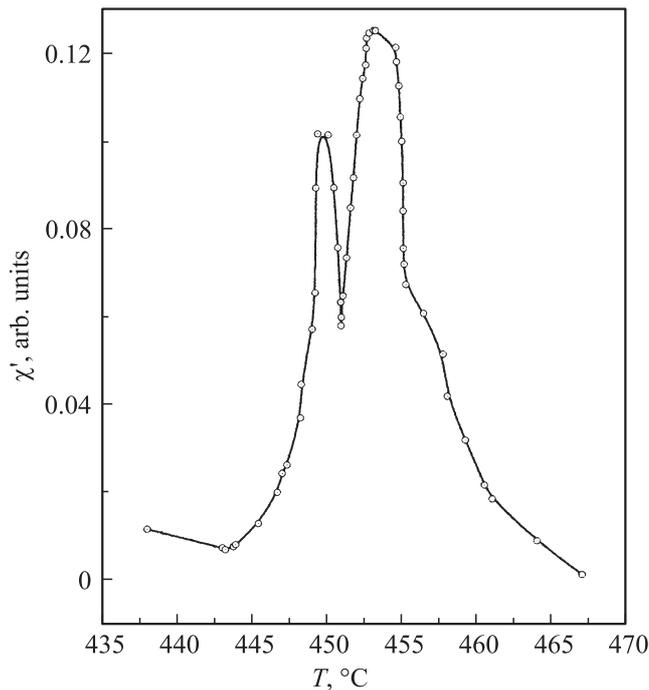
На рис. 2 для интервала температур 437–469 °С представлена зависимость резонансной частоты контура с кристаллом, ориентированным гексагональной осью  $c$  вдоль вектора напряженности радиочастотного магнитного поля  $\tilde{h}$ . Гексагональная ось  $c$  ориентирована вдоль направления легкого намагничивания. Изменение действительной части магнитной восприимчивости  $\Delta\chi$  образца при изменении температуры и вызванное ею изменение частоты контура  $\Delta f$  связаны соотношением

$$\Delta\chi = -Bf^{-3}\Delta f, \quad (3)$$

где  $B$  — величина, зависящая от параметров контура. Изменение резонансной частоты контура без образца



**Рис. 2.** Температурные зависимости частоты и напряжения на контуре с монокристаллическим образцом бариевого гексаферрита, ориентированным осью легкого намагничивания в направлении высокочастотного магнитного поля катушки индуктивности контура.



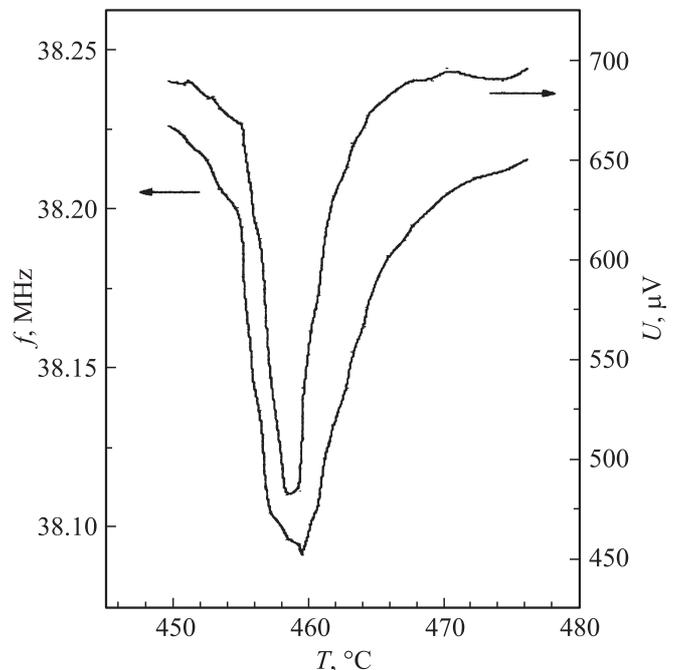
**Рис. 3.** Температурная зависимость действительной компоненты высокочастотной магнитной восприимчивости монокристалла ВаМ в направлении легкого намагничивания.

в интервале 430–480°C было незначительно, что позволило считать величину  $B$  не зависящей от температуры. При температурах, больших температуры Кюри исследуемых образцов  $T_c$ , величины  $\chi'$ ,  $\Delta\chi'$  и  $\Delta f$  можно считать равными нулю. Температура Кюри исследуемых образцов  $T_c = (451 \pm 1)^\circ\text{C}$ . Считая приблизительно, что при температуре  $T = 467^\circ\text{C}$   $\Delta\chi' = 0$  и  $\chi' = 0$ , была рассчитана зависимость  $\chi'(T)$  в относительных единицах. Она приведена на рис. 3. Как видно на рисунке, на фоне широкого максимума, связанного с уменьшением термодинамической устойчивости спиновой системы вблизи точки Кюри [7], наблюдается особенность резонансного вида. В области резонанса высокотемпературная часть особенности зависимости  $\chi'(T)$  несколько искажена по сравнению с низкотемпературной, по-видимому, вследствие проявления корреляционных эффектов в области точки Кюри [7]. Информацию о диссипативных процессах при взаимодействии радиочастотного поля со спиновой подсистемой может дать изучение температурной особенности мнимой части магнитной восприимчивости  $\chi''$ . Изменение  $\chi''$  должно приводить к изменению добротности контура и соответственно напряжения на нем. На рис. 2 (кривая 2) представлена зависимость напряжения на LC-контуре в интервале 437–467°C. Как видно на рисунке, в области температуры Кюри имеется широкий минимум в зависимости напряжения, на фоне которого в области наблюдаемой резонансной особенности  $\chi'$  имеет место узкий пик минимума напряжения, что

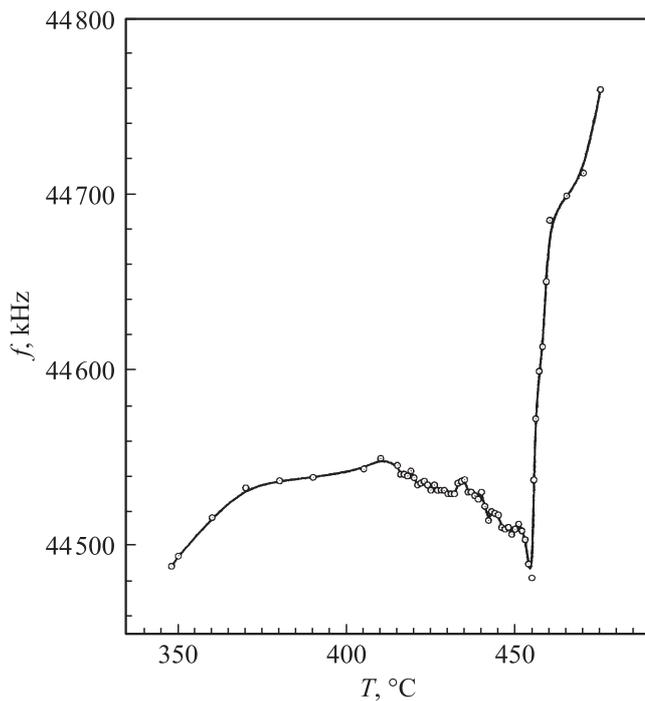
свидетельствует об уменьшении добротности контура и росте  $\chi''$ .

Ориентация  $\mathbf{h}$  вдоль гексагональной оси  $c$  соответствует ориентации параллельной плоскости ДГ и перпендикулярной направлению спинов в середине ДГ. В этом случае частота ФМР  $\omega = 2\pi f$  зависит от намагниченности и определяется соотношением (2) [6]. Прохождения линии ФМР для  $\chi'$  и  $\chi''$  обусловлено изменением величины  $I_s$  при изменении температуры. Резонансное значение частоты соответствует максимуму  $\chi''$  и минимуму напряжения на контуре. Из рис. 2 следует резонансное значение частоты  $f = 38.19\text{ MHz}$ . Из соотношения (2) воспользовавшись значением  $\gamma/2\pi = 2.8\text{ MHz/Oe}$  из работы [2] получим  $I_s = 1.8\text{ Gs}$ .

Рассмотренные резонансные особенности поведения динамической магнитной восприимчивости не наблюдались в магнитном поле, приложенном вдоль гексагональной оси  $c$ , которая является осью легкого намагничивания. На рис. 4 приведена зависимость резонансной частоты контура с образцом и напряжения на нем в магнитном поле 300 Oe в интервале температур 445–470°C. Магнитное поле 300 Oe обуславливает переход в однодоменное состояние образца с размагничивающим фактором сферы при  $I_s = 80\text{ Gs}$ . Такой намагниченности соответствует температура 410°C, что на 40°C ниже температуры Кюри. Отсутствие доменной структуры при фазовом переходе исключает возможность наблюде-



**Рис. 4.** Температурные зависимости частоты и напряжения на контуре с монокристаллическим образцом бариевого гексаферрита, ориентированным осью легкого намагничивания в направлении высокочастотного магнитного поля катушки индуктивности контура, во внешнем постоянном магнитном поле ( $H = 300\text{ Oe}$ ).



**Рис. 5.** Температурная зависимость частоты контура с монокристаллическим образцом бариевого гексаферрита, ориентированным осью легкого намагничивания перпендикулярно направлению высокочастотного магнитного поля катушки индуктивности контура.

ния ФМР и поэтому на рис. 4 резонансные особенности не наблюдаются. На рис. 5 представлена зависимость частоты контура с образцом, ориентированным гексагональной осью  $c$  перпендикулярно  $\mathbf{h} \sim$  для интервала температур 340–470°C. Как видно на рисунке, зависимость  $f(T)$  не имеет резонансных особенностей, а в области точки Кюри при 451°C наблюдается сингулярное поведение, характерное для фазового перехода из магнитоупорядоченного состояния в парамагнитное. Для рассматриваемой геометрии опыта при  $\mathbf{h} \sim \perp c$   $\omega_p \rightarrow 0$ , но от  $I_s$  не зависит [6], вследствие чего резонансные особенности не наблюдаются.

## 5. Выводы

Из проведенного рассмотрения следует, что наблюдаемые особенности поведения динамической магнитной восприимчивости в области перехода из магнитоупорядоченного состояния в парамагнитное следует интерпретировать как следствие сверхнизкочастотного естественного ФМР по следующим причинам:

1. Аномальное резонансное поведение  $\chi'$  в области фазового перехода имеет место в области резкого роста диссипации в спиновой подсистеме.

2. Наблюдаемый эффект зависит от геометрии опытов, он наблюдается при  $\mathbf{h} \sim \parallel c$  и не наблюдается при  $\mathbf{h} \sim \perp c$ .

3. Исчезновение доменной структуры в области фазового перехода при приложении внешнего магнитного поля приводит к исчезновению резонансных особенностей  $\chi'$ .

4. Полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются с представлениями о критической динамике спиновой системы в области температуры Кюри [4].

## Список литературы

- [1] А.Г. Гуревич. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. Наука, М. (1973). 464 с.
- [2] J. Verweel. J. Appl. Phys. **38**, 1111 (1967).
- [3] А.А. Безлепкин, С.П. Кунцевич. Вісн. ХНУ. Сер. Фізика **15**, 962, 67 (2011).
- [4] В.Л. Покровский. УФН **179**, 11, 1237 (2009).
- [5] Л.Д. Ландау, И.Н. Халатников. ДАН СССР **96**, 469 (1954).
- [6] D. Polder, J. Smit. Rev. Mod. Phys. **25**, 1, 89 (1953).
- [7] К.П. Белов. Магнитные превращения. Физматлит., М. (1959). 259 с.