

Температурные изменения локальных магнитных полей на ядрах ^{57}Fe в $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$

© А.А. Безлепкин, С.П. Кунцевич

Харьковский национальный университет,
61077 Харьков, Украина

(Поступила в Редакцию 22 апреля 2003 г.)

Методом ядерного магнитного резонанса в интервале 4.2–295 К изучены температурные изменения локальных полей на ядрах ^{57}Fe в бипирамидальных $2b$ и тетраэдрических $4f_1$ позициях ионов Fe^{3+} феррита $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$. Рассмотрена применимость спин-волновой теории Блоха для описания температурных изменений локальных полей на ядрах ^{57}Fe . Для бипирамидальных позиций обнаружены низкотемпературные отклонения от закона Блоха. Уточнена модель, описывающая динамику иона железа в таких позициях.

Работа частично финансирована Министерством образования и науки Украины.

Гексаферриты структурного типа M имеют химическую формулу $\text{MeFe}_{12}\text{O}_{19}$ ($\text{Me} = \text{Ba}^{2+}, \text{Sr}^{2+}, \text{Pb}^{2+}$) и содержат в качестве магнитоактивных ионов только ионы Fe^{3+} . Эти ионы расположены в узлах, имеющих октаэдрическое ($4f_2$, $2a$, $12k$), тетраэдрическое ($4f_1$) и бипирамидальное ($2b$) кислородное окружение [1]. Бипирамидальное окружение имеет форму тригональной бипирамиды, оно не характерно для оксидов железа и было предметом исследования в значительном числе работ. В работе [2] на основе рентгенографических исследований был сделан вывод о том, что при комнатной температуре ионы железа в $2b$ -позиции гексаферрита $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ находятся не в зеркальной плоскости бипирамиды, а расположены хаотически на расстоянии в среднем 0.16 \AA по обе стороны этой плоскости. При исследовании ферритов $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ (BaM) и $\text{SrFe}_{12}\text{O}_{19}$ (SrM) методом ядерного гамма-резонанса (ЯГР) [1,3] при высоких температурах была обнаружена большая анизотропия тепловых колебаний ионов железа в $2b$ -позициях и был сделан вывод о том, что в области низких температур ($T < 100 \text{ K}$) происходит локализация этих ионов в двух псевдоэдрических позициях внутри бипирамиды. Специфическая динамика ионов железа в $2b$ -позициях может повлиять на распределение электронной и спиновой плотности и соответственно на локальные поля на ядрах ^{57}Fe . В [4] было обнаружено методом ЯМР аномальное уменьшение локального поля на ядрах железа в $2b$ -позициях при понижении температуры в интервале 77–4.2 К для феррита BaM . В данной работе методом ЯМР изучены локальные поля на ядрах ^{57}Fe в бипирамидальных $2b$ - и тетраэдрических $4f_1$ -позициях ионов Fe^{3+} феррита BaM в интервале температур 4.2–295 К. Рассмотрена применимость спин-волновой теории Блоха для описания температурных изменений локальных полей в позициях $4f_1$ и $2b$.

1. Образцы и методики измерений

В качестве образцов использовались монокристаллы BaM , имеющие 95% обогащение изотопом ^{57}Fe . Монокристаллы были выращены методом раствора в рас-

плаве флюса $\text{BaO} \cdot \text{V}_2\text{O}_5$. Синтез производился путем кристаллизации на вращающуюся затравку в интервале температур 1420–1300 К. Фазовый состав кристаллов контролировался рентгенографическим методом. Постоянные кристаллической решетки при комнатной температуре следующие: $a = 0.589 \text{ nm}$, $c = 2.319 \text{ nm}$. ЯМР изучался на ядрах ^{57}Fe в придоменных областях блоховских доменных границ (ДГ) стационарной методикой с помощью устройства, описанного в работе [5]. Радиочастотное напряжение на LC -контуре, содержащем исследуемый образец, не превышало 10^{-2} V . Частоты линий ЯМР от придоменных слоев (края ДГ), полученные стационарной методикой при 77 К, с точностью 0.2% совпали с частотами линий ядер в доменах, полученными методом спинового эха при большом уровне возбужденного напряжения ($\sim 1.5 \text{ kV}$). Погрешность определения частот пиков ЯМР не превышала 0.1%.

2. Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 1 приведены температурные зависимости локальных полей H_l на ядрах ^{57}Fe в бипирамидальных $2b$ - и тетраэдрических $4f_1$ -позициях ионов железа. Из рисунка следует, что для $2b$ -позиций с понижением температуры от 77 до 4.2 К наблюдается аномальное уменьшение локального поля H_l . Для позиций $4f_1$ такой аномалии нет — происходит монотонный рост поля при снижении температуры от 295 до 4.2 К.

Как известно, для ионов Fe^{3+} наибольший вклад в локальное поле на ядре вносят нескомпенсированные спины электронной оболочки, поэтому в первом приближении для i -й подрешетки локальное поле $H_i(T)$ на ядрах пропорционально намагниченности этой подрешетки $M_i(T)$ [6]. Из теории спиновых волн следует, что, если не учитывать межионное диполь-дипольное взаимодействие и взаимодействие спиновых волн, при низких температурах будет справедлив квадратичный закон дисперсии для акустических магнонов. В гексаферритах M -типа дипольные магнитные поля подрешеток на два порядка меньше эффективных обменных

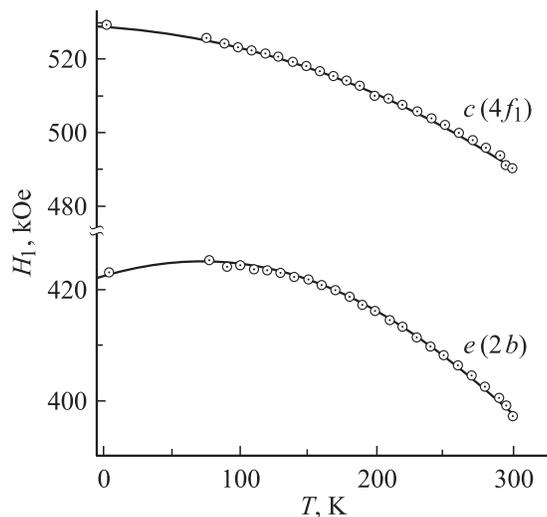


Рис. 1. Температурная зависимость локального поля на ядрах ^{57}Fe подрешеток c и e гексаферрита $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$.

полей [7,8]. Поэтому для подрешеток в этом случае должен выполняться закон степени $3/2$ Блоха [9]

$$M_i(T) = M_i(0) - A_i T^{3/2}, \quad (1)$$

где i — индекс подрешетки, A_i — величина, не зависящая от температуры.

Из выражения (1) следует соотношение для локальных полей подрешеток $H_i(T)$

$$H_i(0) - H_i(T) = \Delta H_i(T) = B_i T^{3/2}, \quad (2)$$

где $H_i(0)$ — значение локального поля для ядер ^{57}Fe i -й подрешетки при $T \rightarrow 0$, B_i — величина, от температуры не зависящая.

Величины $\Delta H_i(T)$, полученные из экспериментальных данных $H_i(T)$ для подрешеток e (позиции $2b$) и c (позиции $4f_1$), приведены на рис. 2. Из рисунка следует, что соотношение (2) хорошо описывает экспериментальные данные для ионов Fe^{3+} в тетраэдрических позициях. Для ионов в бипирамидальных позициях соотношение (2) при низких температурах не выполняется. Этот результат плохо согласуется с модельными представлениями, изложенными в работе [1], согласно которым ионы железа в бипирамидальных позициях при $T < 100$ К локализуются в двух тетраэдрических узлах тригональной бипирамиды. При такой локализации следовало бы ожидать при низких температурах линейную зависимость ΔH_i от величины $T^{3/2}$ аналогично тому, как это наблюдается для тетраэдрических позиций.

Полученные экспериментальные результаты не противоречат модели, предложенной в [10]. Авторы этой работы приводят аргументированные соображения о том, что модель туннельного процесса ионов железа через барьер между двумя потенциальными ямами хорошо соответствует экспериментальным данным ЯГР-исследований. Изменение длины скачка между псевдотетраэдрическими

узлами происходит вследствие эволюции двойной потенциальной ямы, которая при температурах, близких к абсолютному нулю, становится одинарной и соответствует локализации ионов железа в зеркальной плоскости бипирамиды.

Эволюция потенциальных барьеров может проявлять себя в ангармонизме тепловых колебаний решетки кристалла. В связи с этим нами была изучена температурная зависимость параметра кристаллической решетки вдоль гексагональной оси c . На рис. 3 эта зависимость приведена в интервале 80–295 К. Из рисунка следует, что в интервале 80–150 К имеются особенности в поведении $c(T)$. Сопоставление рис. 2 и 3 показывает, что

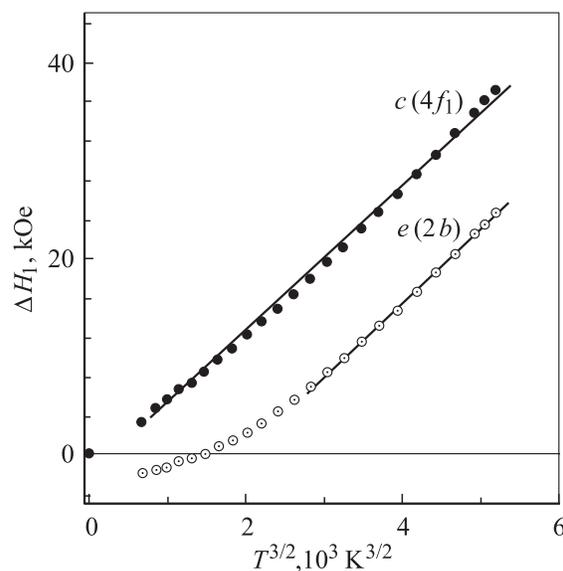


Рис. 2. Температурные зависимости изменения величины локального поля на ядрах ^{57}Fe подрешеток c ($4f_1$) и e ($2b$) в гексаферрите $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$.

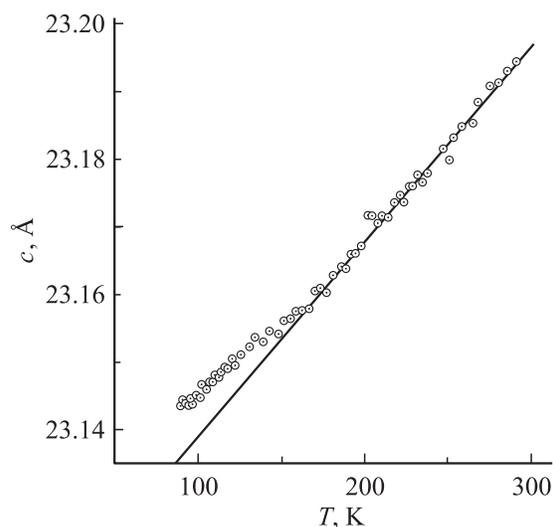


Рис. 3. Температурная зависимость параметра c кристаллической решетки феррита $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$.

линейной зависимости $c(T)$ в интервале 150–295 К соответствует линейная зависимость ΔH_i от величины $T^{3/2}$ для $2b$ -позиций ионов железа (подрешетка e).

Авторы работы [1] изучили методом ЯГР температурную зависимость параметра a , характеризующего анизотропию тепловых колебаний ионов в $2b$ -позициях феррита ВаМ.

$$a = (\bar{\chi}_{\parallel}^2 - \bar{\chi}_{\perp}^2)/\lambda^2, \quad (3)$$

где $\bar{\chi}_{\parallel}^2$ — среднеквадратичное смещение вдоль оси \mathbf{c} ; $\bar{\chi}_{\perp}^2$ — перпендикулярно оси \mathbf{c} ; λ — длина волны γ -квантов.

Из результатов работы [1] следует, что в интервале 100–300 К имеет место значительная анизотропия тепловых колебаний, а параметр a растет в этом интервале с увеличением температуры по линейному закону.

Проведенные нами исследования и данные работ [1,3] указывают на то, что низкотемпературные отклонения от закона Блоха обусловлены не наличием анизотропии тепловых колебаний как таковой, а перераспределением спиновой и электронной плотности в результате низкотемпературной эволюции потенциальных барьеров в области псевдотетраэдрических узлов бипирамидальных $2b$ -позиций ионов железа.

Список литературы

- [1] Г.И. Белозерский, Ю.П. Химич. ФТТ **17**, 5, 1352 (1975).
- [2] W.D. Townes, J.H. Fang, A.J. Perrotta. Z. Kristallogr. **B125**, 437 (1967).
- [3] Ю.А. Мамалуй, В.П. Романов, К.М. Мацевский. ФТТ **21**, 1, 201 (1979).
- [4] С.П. Кунцевич, А.А. Безлепкин. ФНТ **12**, 11, 1200 (1986).
- [5] С.П. Кунцевич, А.А. Безлепкин, Ю.А. Попков. ЖЭТФ **88**, 5, 1820 (1985).
- [6] Е.А. Туров, М.П. Петров. Ядерный магнитный резонанс в ферро- и антиферромагнетиках. Наука, М. (1969).
- [7] С.П. Кунцевич. ФНТ **24**, 8, 754 (1998).
- [8] А.А. Безлепкин, С.П. Кунцевич. ФТТ **43**, 7, 1214 (2000).
- [9] А.И. Ахизер, В.Г. Барьяхтар, С.В. Пелетминский. Спиновые волны. Наука, М. (1967).
- [10] J. Fontcuberta, A. Isalque, X. Obradors. Z. Phys. B. Cond. Mat. **70**, 3, 379 (1988).