

УДК 538.245

О РОЛИ ИОНОВ In^{3+} В ФОРМИРОВАНИИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ФЕРРИТОВ-ШПИНЕЛЕЙ

К. П. Белов, А. Н. Горяга, А. И. Кокорев

(кафедра общей физики для естественных факультетов)

Обычно считают, что замещение магнитных катионов диамагнитными ионами In^{3+} должно приводить к магнитному разбавлению, т. е. к появлению магнитных вакансий. Однако это находится в противоречии с результатами работы [1], в которой сообщается, что на ядрах ионов In^{3+} , входящих в состав ферритов системы $\text{NiIn}_x\text{Fe}_{2-x}\text{O}_4$, существуют сверхтонкие магнитные поля с напряженностями 140 ± 10 кГс на тетраэдрических ионах In_A^{3+} и 70 ± 30 кГс на октаэдрических ионах In_B^{3+} . Это свидетельствует о том, что ионы In^{3+} участвуют в косвенном обменном взаимодействии и, следовательно, не наблюдается разрыва обменной связи. Можно предположить, что ионы In^{3+} должны участвовать в формировании магнитных свойств никель-индиевых ферритов.

В настоящей работе были исследованы магнитные свойства феррита состава NiInFeO_4 ($\text{Ni} - \text{In}$) и проведено сравнение полученных результатов с аналогичными результатами для изученного нами ранее феррита $\text{Ni}_{0,2}\text{Zn}_{0,8}\text{Fe}_2\text{O}_4$ ($\text{Ni} - \text{Zn}$) [2], у которого на ядрах диамагнитных тетраионов Zn_A^{2+} отсутствуют сверхтонкие магнитные поля. Несмотря на то что, согласно мёссбауэровским исследованиям [3], все магнитные ионы, входящие в состав данного $\text{Ni} - \text{Zn}$ -феррита, участвуют в косвенном обменном взаимодействии, нами было установлено, что этот феррит относится к классу разбавленных магнитных соединений. Его магнитная структура носит фрустрированный характер, т. е. состоит из отдельных спонтанно-намагниченных областей, в которых преобладающим является ферримагнитный порядок (сперимагнетизм).

Особый интерес представляет изучение разбавленных магнитных соединений в области перехода из упорядоченного спинового состояния в парамагнитное, так как характер поведения их магнитных свойств иной, чем у неразбавленных соединений. Поэтому в данной работе основное внимание было уделено изучению поведения магнитных свойств в окрестности температуры Кюри $\text{Ni} - \text{In}$ -феррита, синтез которого был проведен по керамической технологии.

Для точного определения температуры Кюри Θ и величины самопроизвольной намагниченности σ_s был применен метод термодинамических коэффициентов [4], основанный на термодинамической теории фазовых переходов Ландау [5]. Согласно этой теории, поведение намагниченности σ вблизи температуры Кюри описывается уравнением

$$\alpha + \beta\sigma^2 = H/\sigma, \tag{1}$$

где α и β — термодинамические коэффициенты; σ_i — удельная намагниченность парапроцесса; σ_s — удельная самопроизвольная намагниченность.

Определив из изотерм $\frac{H}{\sigma}$ (σ^2) значения коэффициентов α и β и зная величину $\sigma|_{H=\text{const}}$, можно рассчитать дифференциальную восприимчивость по формуле $\chi_{\text{диф}} = 1/(\alpha + 3\beta\sigma^2)$, полученной дифференцированием соотношения (1) по H , и найти ее температурную зависимость в районе точки Кюри. Это крайне важно, так как по характеру зависимости $\chi_{\text{диф}} = f(T - \Theta)$ можно судить, насколько сильно размыта область магнитного превращения.

Величина скачка теплоемкости $\Delta C_p|_{T=\Theta}$ также является существенным параметром для характеристики фазового магнитного перехода. Непосредственное определение скачка теплоемкости в точке Кюри у ферромагнетиков представляет собой довольно сложную экспериментальную задачу. Эта задача становится еще более трудной для разбавленных ферритов, у которых вследствие размытости области магнитного превращения величина скачка теплоемкости мала. Однако, используя термодинамические коэффициенты α и β , можно рассчитать величину скачка теплоемкости по формуле

$$(\Delta C_p)_{T=\Theta} = \Theta(\alpha'_\Theta)^2 / (2\beta_\Theta),$$

где

$$\alpha'_\Theta = \left(\frac{\partial \alpha}{\partial T} \right)_{T=\Theta}$$

Для феррита Ni-InFeO полученные изотермы намагниченности были обработаны в окрестности температуры Кюри по методу термодинамических коэффициентов. Найденные значения термодинамических коэффициентов α и β позволили определить

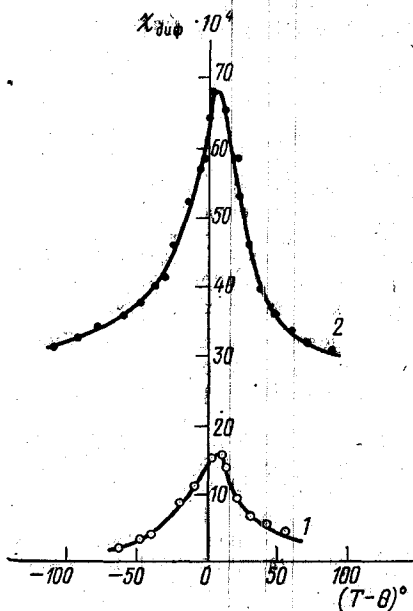


Рис. 1. Температурные зависимости восприимчивости парапроцесса при $H=1$ кЭ для Ni-In (1) и Ni-Zn ферритов (2)

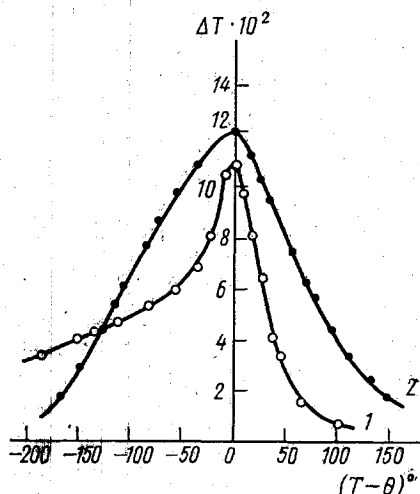


Рис. 2. Температурные зависимости магнитокалорического эффекта при $H=10$ кЭ для Ni-In (1) и Ni-Zn ферритов (2)

температуру Кюри и рассчитать для каждой температуры значения χ_{diff} и величину $\Delta C_p|_{T=\Theta}$. На рис. 1 приведены температурные зависимости $\chi_{\text{diff}}=f(T-\Theta)$ при $H=1$ кЭ для Ni-In- и Ni-Zn-ферритов. Оказалось, что Ni-In-феррит по сравне-

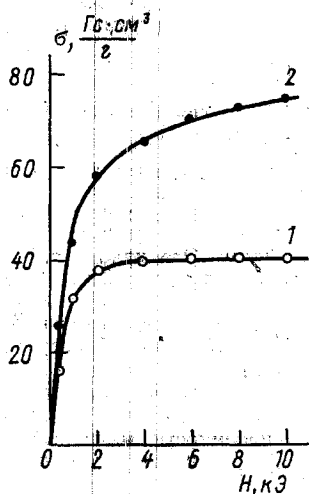


Рис. 3. Изотермы намагниченности при $T=4,2$ К для Ni-In (1) и Ni-Zn ферритов (2)

нию с Ni-Zn-ферритом имеет более узкую область перехода из парамагнитного состояния в ферромагнитное. Аналогичные результаты были получены при изучении магнитокалорического эффекта в поле 10 кЭ у исследованных ферритов (рис. 2). Из данных, приведенных в таблице, видно, что у Ni-In-феррита рассчитанная величина

на скачка теплоемкости $\Delta C_p|_{T=\theta}$ в 5,5 раза больше, чем у Ni—Zn-феррита. Таким образом, полученные результаты свидетельствуют в пользу того, что Ni—In-феррит не следует относить к классу разбавленных ферритов. Этот вывод коррелирует с результатами работы [1], согласно которым диамагнитные ионы In^{3+} не приводят к разрыву обменных связей.

феррит	σ_{50} при $T = 4,2 \text{ К}$	$\theta, \text{ К}$	$\Delta C_p \cdot 10^4 \frac{\text{кал}}{\text{г} \cdot \text{град}}$ ($T = \theta$)	$V_{\text{эксп}} = (1/\beta\theta)^{1/3}$
Ni—Zn	$65,5 \pm 2,5$	$245 \pm 1,5$	1,0	1,45
Ni—In	$42,5 \pm 1,5$	$303 \pm 1,5$	5,5	0,43

Ранее нами было установлено [2], что ферриты с фрустрированной магнитной структурой должны обладать аномально большим парапроцессом как в точке Кюри, так и вдали от нее. На рис. 3 приведены изотермы намагниченности $\sigma(H)$, определенные при $T=4,2 \text{ К}$. Видно, что у Ni—In-феррита рост намагниченности в сильных полях практически отсутствует, в то время как у Ni—Zn-феррита, имеющего фрустрированную магнитную структуру, наблюдается значительный парапроцесс.

Как следует из соотношения (1), при $T=\theta$ намагниченность парапроцесса σ_i зависит от поля H следующим образом:

$$\sigma_i = (1/\beta\theta)^{1/3} H^{1/3}$$

Следовательно, величина $(1/\beta\theta)^{1/3}$ является характеристикой парапроцесса при $T=\theta$. Результаты, приведенные в таблице, свидетельствуют о том, что у Ni—In-феррита парапроцесс в точке Кюри также значительно меньше, чем у Ni—Zn-феррита.

Основываясь на полученных результатах, можно сделать вывод, что у Ni—In-феррита имеет место неелевское спиновое упорядочение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Miyahara Y., Iida S. // J. Phys. Soc. Japan. 1972. 32, N 3. P. 858—859.
 [2] Белов К. П., Горяга А. Н., Кокорев А. И. // ЖЭТФ. 1984. 87, № 1. С. 264—268. [3] Morrish A. H., Clark P. E. // Phys. Rev. 1975. В11. P. 278—286.
 [4] Белов К. П., Горяга А. Н. // ФММ. 1956. 2, № 1. С. 3—9. [5] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. М., 1964. Гл. XIV.

Поступила в редакцию
21.03.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1986. Т. 27, № 6

ГЕОФИЗИКА

УДК 551.466.8

О ТРАНСФОРМАЦИИ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ВНУТРЕННИХ ВОЛН НАД СРЕДНЕМАСШТАБНЫМИ ПОДВОДНЫМИ ПРЕПЯТСТВИЯМИ

М. Б. Тимонов, Н. К. Шелковников

(кафедра физики моря и вод суши)

Рассматривается задача о трансформации плоских низкочастотных ($\omega = \Omega_0 n^{-1} \ll \ll O(1)$) длинных ($\delta_j = d_j k \ll 1$) внутренних волн малой амплитуды $a_0 (\epsilon_j = U_j k n^{-1} \ll 1)$ в двухслойной жидкости над локализованными среднемасштабными ($\lambda = kL \gg O(1)$) подводными препятствиями конечной высоты ($\max(\epsilon_j, \delta_j^2) \ll \gamma = h_0 d_2^{-1} < 1, j=1, 2$)*.

* Ω_0 — параметр Кориолиса, n — частота невозмущенной волны, k — ее волновое число L и h_0 — характерные горизонтальный и вертикальный размеры препятствия, d_j — толщины слоев, U_j — амплитуды горизонтальных компонент скорости в невозмущенной волне в каждом из слоев.