

## АНТИФЕРРОМАГНИТНЫЙ И ФЕРРОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ ФАРАДЕЯ В ОРТОФЕРРИТЕ ИТТРИЯ $YFeO_3$

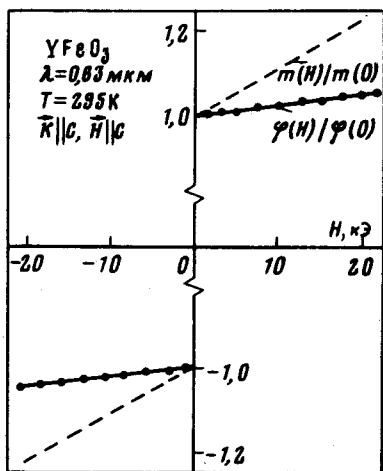
*Б.Б.Кричевцов, К.М.Мукимов, Р.В.Писарев,  
М.М.Рувинштейн*

На основе изучения полевой зависимости эффекта Фарадея в ортоферрите иттрия проведено разделение эффекта на антиферромагнитную и ферромагнитную составляющие.

Наличие в магнетиках неэквивалентных подрешеток может приводить к тому, что магнитооптические эффекты в них становятся непропорциональными магнитному моменту. В качестве примера можно привести редкоземельные ферриты-гранаты, в которых эффект Фарадея непропорционален спонтанной намагниченности см., например, [1], или ортоферрит иттрия  $YFeO_3$ , в котором изменения ЭФ в поле непропорциональны изменениям слабого магнитного момента [2]. Ранее высказывалось соображение [3], что в магнетиках возможен ЭФ, пропорциональный антиферромагнитному моменту, однако, насколько нам известно, экспериментальных доказательств этой возможности получено не было. В настоящей работе на основе изучения полевых зависимостей ЭФ в  $YFeO_3$  доказываются существование антиферромагнитного и ферромагнитного вкладов в ЭФ.

Исследования проводились при комнатной температуре на установке, описанной в [4]. Чувствительность измерений была  $\sim 10^{-4}$ . Образцы

в форме полированных пластинок толщиной  $\sim 100$  мкм, вырезанных перпендикулярно главной кристаллографической оси  $c$ , намагничивались в полях до 25 кЭ. При измерении полевой зависимости ЭФ направление распространения света ( $\lambda = 0,63$  мкм) и направление намагничивания образца были параллельны оси  $c$ . Поляризация  $E$  падающего на образец света выставлялась параллельно оси  $a$  или  $b$ . Измеренная полевая зависимость ЭФ приведена на рисунке. Она является линейной и нечетной функцией поля. Скачок ЭФ в малых полях  $\sim 1$  кЭ объясняется перемагничиванием ферромагнитного  $m(0)$  и антиферромагнитного  $l(0)$  моментов. Нами также было обнаружено, что при намагничивании образца параллельно оси  $c$  происходит изменение магнитного линейного двупреломления (МЛД), величина которого в поле 25 кЭ составляет  $\Delta n \approx 4 \cdot 10^{-5}$ . Присутствие большого по величине МЛД существенно изменяет величину и характер полевой зависимости угла поворота плоскости поляризации света, проходящего через образец, если его первоначальная поляризация непараллельна кристаллографической оси.



Полевая зависимость эффекта Фарадея ( $\phi$ ) и слабого ферромагнитного момента ( $m$ ) [5] в  $YFeO_3$  (в относительных единицах)

На рисунке приведены также зависимости относительного изменения величины слабого ферромагнитного момента  $m(H)/m(0)$  от поля. Из рисунка видно, что изменение ЭФ непропорционально изменению слабого ферромагнитного момента, так как наклоны линейных по полю зависимостей  $\phi(H)/\phi(0)$  и  $m(H)/m(0)$  отличаются примерно в шесть раз. Полученные результаты близки к данным [2], где измерения проводились на образцах, вырезанных перпендикулярно оптической оси.

Обсудим полученные зависимости на основе феноменологической теории. В [4] был выписан тензор диэлектрической проницаемости для ортоферритов. Его существенной особенностью является то, что член

$$\epsilon_{12} = -\epsilon_{21} = i \left( f_1 \frac{m_z}{m_0} + \xi_1 \frac{l_x}{l_0} \right) \quad (1)$$

имеет вид линейной комбинации векторов  $m$  и  $l$ . Так как при всех преобразованиях симметрии кристалла  $m_z$  и  $l_x$  меняются одинаковым обра-

зом, разделить их вклады в ЭФ можно, по-видимому, только измеряя полевые зависимости ЭФ в полях параллельных  $m_z$ . При этом  $m_z$  и  $l_x$  изменяются по-разному:

$$m_z(H) = m_z(0) + \chi_c H, \quad (2)$$

$$l_x(H) = l_x(0) - \frac{\chi_c m_z(0) H}{l_x(0)}, \quad (3)$$

где  $\chi_c$  — магнитная восприимчивость вдоль оси  $c$  [5].

Тензор  $\epsilon_{ij}$  позволяет найти выражения для полевой зависимости ЭФ при направлениях света и намагничивания образца параллельных оси  $c$  и первоначальной поляризации падающего на образец света, параллельной оси  $a(b)$

$$\phi(0) = \frac{f_1 \frac{m_z(0)}{m_0} + \xi \frac{l_x(0)}{l_0}}{\epsilon_{11} - \epsilon_{22}} \sin \delta, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \phi(H)}{\partial H} = \left[ \frac{f_1}{m_0} - \frac{\xi_1 m_z(0)}{l_0 l_x(0)} \right] \frac{\sin \delta}{\epsilon_{11} - \epsilon_{22}}, \quad (5)$$

где  $\delta$  — кристаллографическая разность фаз. Константы  $f_1$  и  $\xi_1$ , определенные по полевой зависимости ЭФ, равны

$$f_1 = (0,51 \pm 0,05) \cdot 10^{-3}; \quad \xi_1 = (3,59 \pm 0,05) \cdot 10^{-3}.$$

На основе этих значений можно считать, что спонтанный ЭФ определяется как антиферромагнитным, так и ферромагнитным вкладами, а полевая зависимость ЭФ в полях  $> 1$  кЭ связана с изменением ферромагнитного вклада.

Обсуждение ЭФ в ортоферритах проводилось ранее в [6]. Авторы предложили рассматривать антисимметричную часть тензора  $\epsilon_{ij}$  для систем с не взаимодействующими подрешетками как псевдовектор

$$\mathbf{V} = \frac{1}{2} \sum \Gamma(n) \mathbf{S}(n), \quad (6)$$

где  $\mathbf{S}(n)$  — спин  $n$ -подрешетки,  $\Gamma(n)$  — тензор орбитального момента. Для системы с двумя неэквивалентными магнитными подрешетками, но равными по абсолютной величине спинами в присутствии большого анизотропного кристаллического поля

$$V_3 = i \epsilon_{21} = gS \sin \beta \cos(\beta - \alpha), \quad (7)$$

где  $\alpha$  — угол между осью  $a$  и спином  $\mathbf{S}$ ,  $\beta$  — угол между осью  $a$  и глав-

ной осью тензора  $\Gamma(n)$ . Если учесть, что  $l = 2S \cos \alpha$ ,  $m = 2S \sin \alpha$ , то выражение (7) сводится к (1). Оцененные по нашим результатам величины  $g$  и  $\beta$  принимают значения

$$g = \frac{4\xi_1}{l_0 \sin 2\beta} = (0,79 \pm 0,08) \cdot 10^{-3}; \quad \beta = \arctg \frac{f_1 l_0}{\xi_1 m_0} = (85,6 \pm 0,5)^\circ$$

Таким образом, этот подход, вопреки выводам работы [2], позволяет объяснить как величину, так и полевые изменения ЭФ в  $\text{YFeO}_3$ . Из (6) следует, что анизотропия локального окружения магнитного иона приводит к тому, что ЭФ определяется не только проекцией спина вдоль направления света, но и перпендикулярной ему. Однако для существования антиферромагнитного ЭФ необходимо также наличие неэквивалентных магнитных подрешеток, поскольку для эквивалентных подрешеток антиферромагнитная компонента ЭФ исчезает.

Авторы благодарят Н.Н.Нестерова за помощь в проведении некоторых экспериментов.

Физико-технический институт

им. А.Ф.Иоффе

Академии наук СССР

Ташкентский государственный университет

Поступила в редакцию

25 августа 1981г.

## Литература

- [1] Toda H., Nakagawa Y. Phys. Soc. Japan., **49**, 1980, 2191.
- [2] Четкин М.В., Кирюшин А.В. ФТТ, **19**, 1977, 1895.
- [3] Писарев Р.В. ЖЭТФ, **58**, 1970, 1421.
- [4] Кричевцов Б.Б., Писарев Р.В., Рувинштейн М.М. ФТТ, **22**, 1980, 2128.
- [5] Judin V.M., Sherman A.B., Myl'nikova I.E. Phys. Lett., **22**, 1966, 554.
- [6] Kahn F.J., Pershan P.S., Remeika J.P. Phys. Rev., **186**, 1969, 891.