

Письма в ЖЭТФ, том 17, вып. 9, стр. 466 – 470

5 мая 1973 г.

ПОВЕРХНОСТНЫЙ МАГНЕТИЗМ ГЕМАТИТА

*Г. С. Кринчик, А. П. Хребтов, А. А. Аскоченский,
В. Е. Зубов*

В данной статье представлены результаты впервые проведенного исследования магнитооптических свойств гематита $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ методом измерения экваториального эффекта Керра δ [1]. В базисной плоскости

(111) слабого ферромагнетика $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ обнаружен эффект, сравнимый с эффектом в ферритах-гранатах. При измерениях в плоскости (100) выявлено наличие поверхностного магнитного слоя, возникновение которого объясняется понижением симметрии окружения поверхностных ионов Fe^{3+} . Предсказывается возможность существования поверхностных ферромагнитных слоев на антиферромагнитных кристаллах.

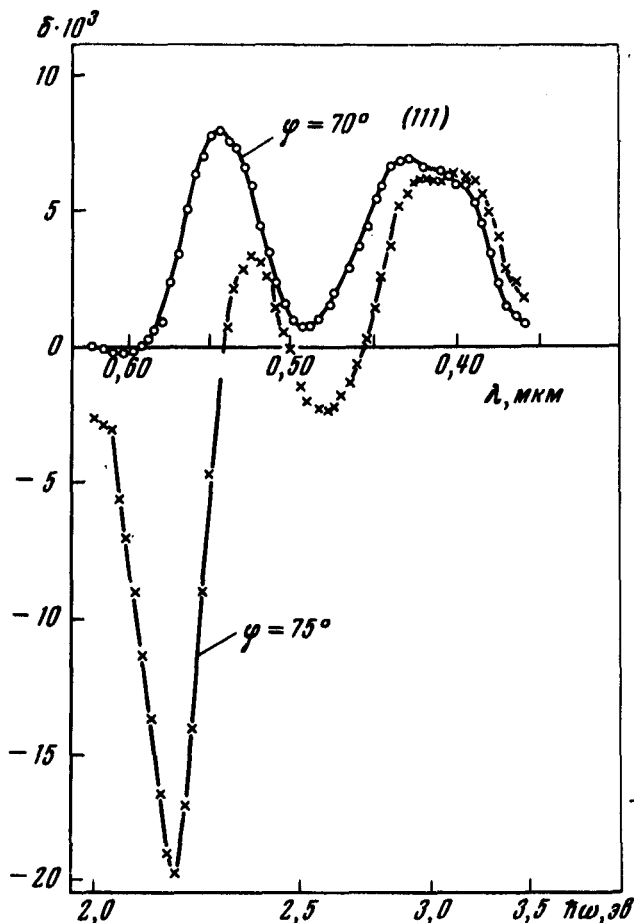


Рис. 1

На рис. 1 представлены кривые частотной зависимости δ для двух углов падения света, измеренные при $H = 500$ э в базисной плоскости (111). Измерения проводились при комнатной температуре на естественных гранях синтетических кристаллов. Эффект оказался изотропным с точностью $\pm 3\%$.

На рис. 2 представлены кривые, измеренные на естественной грани гематита (100) при намагничивании кристалла вдоль оси [011]. Основные особенности частотной зависимости $\delta(\omega)$ сохранились, а некоторые отличия кривых для плоскостей (100) и (111) вызваны, по-видимому, анизотропией оптических констант кристалла гематита. Сравнение полученных кривых δ с соответствующими кривыми для редкоземельных ферритов-гранатов [1] показывает, что несмотря на значительную разницу в величине намагниченности (2 и 400 гс/см³ для $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ и октаэдрической подрешетки в $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ соответственно) величина δ для

слабого ферромагнетика $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$, примерно такая же, как и для ферритов-гранатов. Таким образом, возникает интересная теоретическая проблема – неожиданно большая магнитооптическая активность слабых ферромагнетиков, не определяющаяся величиной спонтанной намагниченности. В работе [2] эта активность объясняется анизотропным замораживанием орбитального момента Fe^{3+} . К сожалению, на этот счет высказано лишь качественное соображение, и для количественного объяснения экспериментальных результатов вводится феноменологический коэффициент g_e ¹⁾.

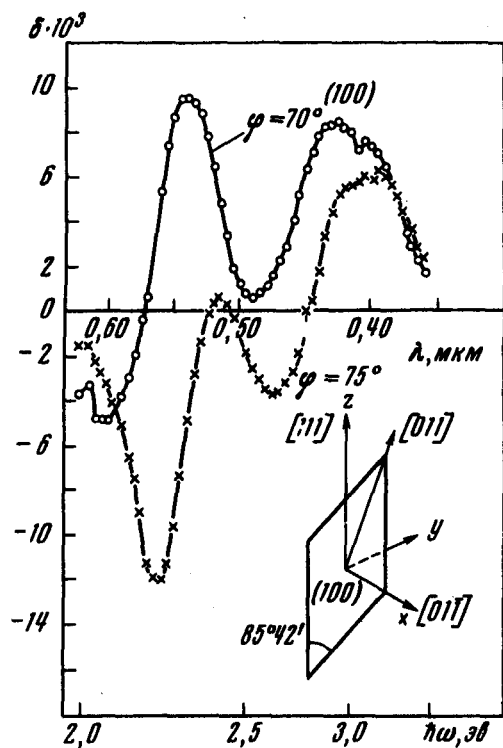


Рис. 2

Наличие резко выраженного максимума δ при $\hbar\omega \cong 2,3$ эв можно объяснить снятием запрета по четности кристаллического перехода ${}^6A_{1g}({}^6S) \rightarrow {}^4E_g({}^4G)$; ${}^4A_{1g}({}^4G)$, либо молекулярно-орбитального перехода $t_{1g}(\pi) \rightarrow t_{2g}^*$, которое вызвано сильным смещением ионов Fe^{3+} относительно центров октаэдров O^{2-} в гематите [3].

Измерения δ вдоль других направлений в плоскости (100) и измерение полярного эффекта Керра привели к совершенно неожиданному результату. На рис. 3 представлена зависимость измеренного в плоскости (100) эффекта δ от угла между направлением поля и осью $[01\bar{1}]$. При ориентации поля вдоль оси $[01\bar{1}]$ экваториальный эффект обра-

¹⁾ А. С. Боровик-Романов и И. Е. Дзялошинский (частное сообщение) предложили связать появление этого большого эффекта с переориентацией вектора антиферромагнетизма \vec{L} .

щается в нуль, хотя составляющая намагниченности на это направление в объеме кристалла равна $0,53 I_s$. Нормальная составляющая к плоскости (100) в этом случае равна $0,84 I_s$, в то время как специально поставленный эксперимент на нескольких небазисных образцах показал полное отсутствие полярного эффекта вплоть до $H = 8000$ э. Следует иметь в виду, что в данных экспериментах из-за малой глубины проникновения света в ферромагнетик ($\sim 0,05$ мкм) измеряются магнитные свойства тонкого поверхностного слоя [4]. Наблюдаемую анизотропию экваториального и отсутствие полярного эффекта Керра на грани (100) естественно объяснить появлением поверхностного магнитного переходного слоя, характер магнитного состояния которого отличен от объемного. Возникновение этого слоя можно связать с понижением симметрии окружения ионов Fe^{3+} на поверхности и появлением дополнительных членов в выражении для энергии Дзялошинского [5]. Для поверхностных ионов Fe^{3+} в плоскости (100) остается единственный точечный элемент симметрии σ_d . Гамильтониан поверхностного слоя без учета кристаллографической анизотропии запишется в виде:

$$H = \frac{A}{2} m^2 + d_1 m_x l_y + d_2 m_y l_x + d_3 m_x l_z + d_4 m_z l_x.$$

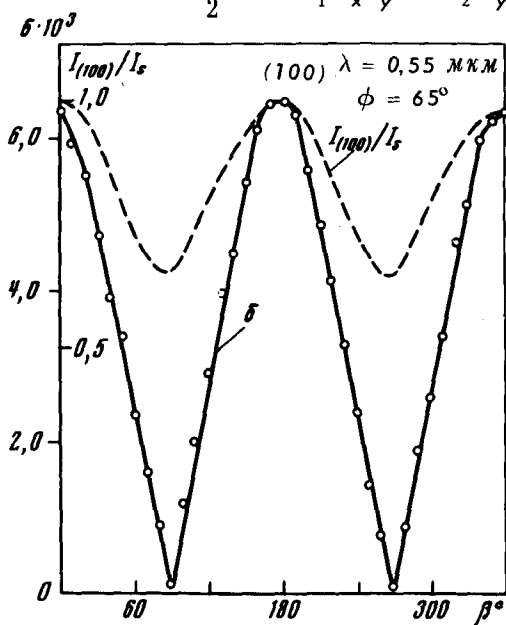


Рис. 3

Применяемые обозначения те же, что и в работе [6]. Предполагая, например, $d_3 = d_4 = 0$ и минимизируя H по m и l , получаем случай, аналогичный слабому ферромагнетизму ортоферритов. В частности, решение

$$m_y = m_z = 0, \quad m_x = \pm \frac{d_1}{A}, \quad l_x = l_z = 0, \quad l_y \approx \mp 1$$

объясняет результаты нашего эксперимента, т. е. отсутствие нормальной слагающей намагниченности и перемагничивание вектора m вдоль оси x .

Переходный слой от поверхностного состояния намагниченности к объемному должен иметь характер доменной границы. Оценим ширину 180-градусной неелевской границы. Учитывая магнитостатическую и

обменную энергию, получаем: $t = \sqrt{\frac{\pi^2 A}{2\alpha} \frac{1}{0,86 l_s^2}}$. Для гематита:

$A = 4,5 \cdot 10^{-13}$ эрг; $\alpha = 3 \cdot 10^{-8}$ см; $l_s = 2$ гс/см³ и $t = 46$ мкм, В случае внешнего магнитного поля нормального к поверхности ($l_s H > 0,86 l_s^2$)

получаем для поверхностного слоя: $t = \sqrt{\frac{\pi^2 A}{4} \frac{1}{2\alpha l_s H}}$; при $H = 100$ э,

$t = 4,3$ мкм; при $H = 1000$ э, $t = 1,36$ мкм.

На основании рассмотрения, аналогичного проведенному выше, можно предсказать новый интересный эффект — появление поверхностного слабого ферромагнетизма на определенных гранях антиферромагнитных кристаллов, например, на грани (111) MnO и NiO вследствие отсутствия инверсии I, на грани (100) и (110) Cr₂O₃, MnO и NiO (отсутствуют I и C₃), на грани (100) и гематита ниже точки Морина (нет C₃) и т. д.

Московский
государственный университет

им. М.В. Ломоносова Литература

Поступила в редакцию
19 марта 1973 г.

- [1] Г.С.Кринчик, В.А.Крылова. Письма в ЖЭТФ, 16, 267, 1972.
- [2] F.J. Kahn, P.S.Pershan. J. P. Remeika. Phys. Rev., 186, №3, 1969.
- [3] R.E. Newham, Y.M. de Haan. Zs. f. Krist., 117 s, 235, 1962.
- [4] Г.С.Кринчик. ФТТ, 2, 1941, 1960.
- [5] И.Е.Дзялошинский. ЖЭТФ, 32, 1547, 1957.
- [6] Е.А.Туров. Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов. М., изд. АН СССР, 1963.