

## БИЛИНЕЙНОЕ ПО ФЕРРО- И АНТИФЕРРОМАГНИТНОМУ ВЕКТОРАМ ДВУПРЕЛОМЛЕНИЕ СВЕТА В КАРБОНАТЕ КОБАЛЬТА

*Н.Ф.Харченко, В.В.Еременко, О.П.Тутакина*

Обнаружено увеличение двулучепреломления плоско поляризованного света, распространяющегося параллельно тригональной оси, вызванное магнитным полем, направленным вдоль вектора распространения света  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{k} \parallel C_3$ . Показано, что изменение двулучепреломления феноменологически описывается вкладом в диэлектрическую восприимчивость членов, пропорциональных произведению проекций векторов ферро- и антиферромагнетизма.

В многоподрешеточных магнитоупорядоченных кристаллах возможна прямопропорциональная зависимость между появляющимися при упоря-

дочении изменениями показателей преломления света и проекциями магнитных векторов, характеризующих структуру магнитной подсистемы. Однако, насколько нам известно, экспериментально такие зависимости не наблюдались. В настоящей работе сообщается об обнаружении билинейного по  $m$  и  $l$  магнитного двулучепреломления (ЛД) в двухподрешеточном антиферромагнетике  $\text{CoCO}_3$ .

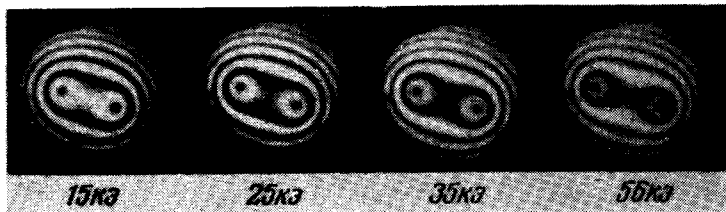


Рис. 1. Коноскопические фигуры антиферромагнитного  $\text{CoCO}_3$  в зависимости от напряженности поля  $H \parallel C_3$  ( $\lambda \approx 4000 \text{ \AA}$ ,  $T = 7 \text{ K}$ )

Карбонат кобальта является одним из наиболее полно изученных слабых ферромагнетиков с симметрией антиферромагнитного упорядочения типа  $3_2^+ 2^-$ . Его магнитные свойства детально исследовались в [1], а в [2] изучалось влияние магнитного упорядочения на оптические свойства кристалла в области прозрачности. В настоящей работе изучалось влияние магнитного поля на ЛД  $\text{CoCO}_3$  для света, распространяющегося вдоль оси  $C_3 \parallel z$ . Магнитное поле было направлено также вдоль оси  $C_3$ . Ошибки ориентации  $H \parallel C_3$  и  $k \parallel C_3$  не превышали  $1,5^\circ$  и  $0,1^\circ$ , соответственно. Измерение величины ЛД проводилось двумя способами: с помощью коноскопических фигур и методом вращающегося анализатора при циркулярно поляризованном падающем свете.

На рис. 1 показаны фотографии коноскопических фигур для света с  $\lambda \approx 4000 \text{ \AA}$ . Центры темных кружков соответствуют выходам оптических осей, а расстояние между ними пропорционально углу между оптическими осями  $2V \sim (n_z - n_m)^{1/2} \approx (n_{xx} - n_{yy})^{1/2} = \Delta n_{xy}^{1/2}$ . Зависимости  $\Delta n_{xy}(H)$  для света с  $\lambda = 6328 \text{ \AA}$  представлены на рис. 2. В полях  $H > 10 \text{ кэ}$ , где образец уже однороден, зависимость ЛД от напряженности магнитного поля можно выразить эмпирической формулой  $\Delta n_{xy} = \Delta n_{xy0} + AH$ , где при  $T = 5 \text{ K}$   $\Delta n_{xy0} = (2,42 \pm 0,05) \cdot 10^{-4}$ ,  $A = (3,76 \pm 0,08) \cdot 10^{-9} \text{ э}^{-1}$ . Плоскость расположения оптических осей близка к плоскости  $(C_3 C_2)$ .

В работах [2] было показано, что ЛД, возникающее при магнитном упорядочении  $\text{CoCO}_3$ , хорошо описывается зависимостью  $\epsilon_{ik}$  от проекций антиферромагнитного вектора. Более того, в выражении для  $\Delta n_{xy}$  существенными оказались только члены, зависящие от поперечных компонент  $l$ . Учитывая это обстоятельство и принимая во внимание неоднозначность данных об ориентации вектора  $l$  в  $\text{CoCO}_3$  [3], можно было ожидать зависимости  $\Delta n_{xy}(H)$  двух типов: если  $\theta_0 = (l \parallel C_3) = \pi/2$  [3b],

то  $\Delta n_{xy}$  должно уменьшаться по мере увеличения поля  $H \parallel C_3$ , если  $\theta_0 \neq \pi/2$  [3а], возможно увеличение  $\Delta n_{xy}$ , связанное с разворотом  $\Gamma$  в базисную плоскость. Характерно, что в обоих случаях изменения квадратичны по  $H$ . На рис.2 показаны зависимости  $\Delta n_{xy}(l_{\perp})$  от  $H$  для  $\theta_0 = \pi/2$  (1) и  $\theta_0 = \pi/4$  (2). Для расчета  $l_{\perp}(H)$  был взят потенциал, допускающий наклонное расположение вектора  $\Gamma$  из-за противоположных знаков констант одноосной анизотропии второго и четвертого порядка и использовалось приближение  $H, H_{a2}/H_{обм} \ll 1$ .  $H_{обм}$  взято равным 160 кэ, согласно [1],  $H_{a2} = 50$  кэ. Более высокие значения  $H_{a2}$  [4] сделают зависимости  $\Delta n_{xy}(l_{\perp})$  от  $H$  еще более слабыми. Из рисунка видно, что отклонение экспериментальных результатов от рассчитанных кривых намного превышает ошибку измерения.

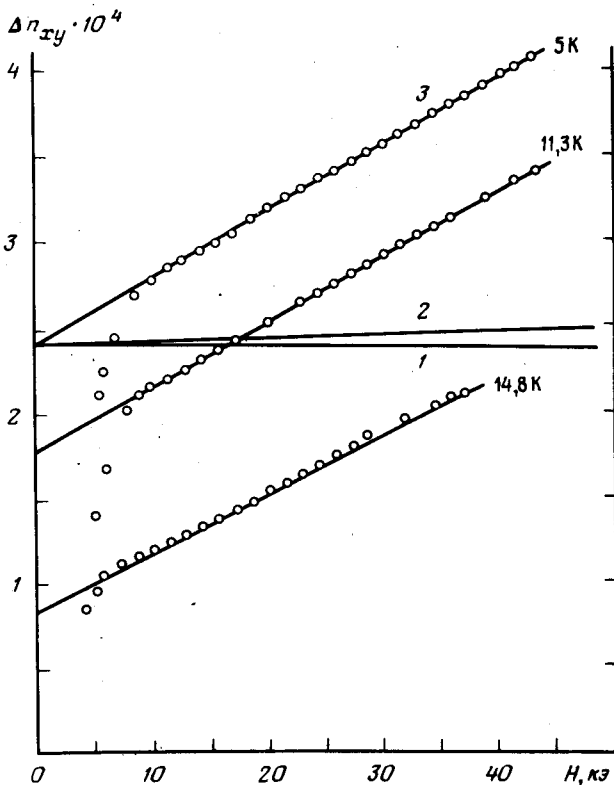


Рис.2. Зависимость ЛД от напряженности поля  $H \parallel C_3$  для света, распространяющегося вдоль оси  $C_3$  ( $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ )

Экспериментально наблюдаемую зависимость  $\Delta n_{xy}(H)$  можно объяснить только предположив, что для ЛД существенен вклад членов, пропорциональных  $m_i l_k$ . Выражение для компонент тензора  $\epsilon_{ik}^{-1}$  с учетом квадратичных и билинейных членов по  $m$  и  $l$  можно записать в виде [5]:

$$\epsilon_{ik}^{-1} = \Lambda_{ikrs} l_r l_s + M_{ikrs} m_r m_s + \Delta_{ikrs} m_r l_s. \quad (1)$$

Вторым членом в этом выражении можно пренебречь из-за малых величин поперечных компонент  $m$ . Соответствующие добавки к  $\epsilon_{ik}^{-1}$  для

ромбоэдрического кристалла принимают вид:

$$\begin{aligned}
 \delta \epsilon_{xx}^{-1} &= \Delta_5 m_z l_x + \Delta_3 m_x l_z + \Delta_2 m_y l_x - \Delta_1 m_x l_y, \\
 \delta \epsilon_{yy}^{-1} &= -\Delta_5 m_z l_x - \Delta_3 m_x l_z + \Delta_1 m_y l_x - \Delta_2 m_x l_y, \\
 \delta \epsilon_{zz}^{-1} &= \Delta_4 (m_x l_y - m_y l_x), \\
 \delta \epsilon_{yz}^{-1} &= \Delta_6 (m_y l_x + m_x l_y) + \Delta_7 m_x l_z + \Delta_8 m_z l_x, \\
 \delta \epsilon_{xz}^{-1} &= \Delta_6 (m_y l_y - m_x l_x) - \Delta_7 m_y l_z - \Delta_8 m_z l_y, \\
 \delta \epsilon_{xy}^{-1} &= \frac{1}{2} (\Delta_2 - \Delta_1) (m_y l_y - m_x l_x) + 2 \Delta_3 m_y l_z + 2 \Delta_5 m_z l_y.
 \end{aligned} \tag{2}$$

Проекции  $m_r$  и  $m_s$ , зависящие от  $\mathbf{H} \parallel C_3$ , необходимо получить из потенциала, включающего в себя инварианты, ответственные за ориентацию вектора  $\mathbf{l}$  в базисной плоскости при  $\mathbf{H} \parallel C_3$ . В достаточно больших полях  $H > H_c$  отличны от нуля проекции  $l_x, m_z, m_y$ , а  $m_x$  и  $l_y$  обращаются в нуль [6]. Компонента  $l_z$ , если даже и отлична от нуля, не дает заметного вклада в  $\Delta n_{xy}(l_i l_k)$  [2а] и не существенна для  $\Delta n_{xy}(m_r l_s)$  при  $\mathbf{H} \parallel C_3$ . Без учета членов, зависящих от  $l_z$ , для  $\Delta n_{xy}$  справедливо выражение

$$\Delta n_{xy} = \frac{1}{2} n_0^3 \{ (\Lambda_{11} - \Lambda_{12}) l_x^2 + (\Delta_2 - \Delta_1) m_y l_x + 2 \Delta_5 m_z l_x \}. \tag{3}$$

В полях  $H_c < H \ll H_{\text{обм}}$ , при которых  $m_y, l_x \approx \text{const}$ ,  $m_z = \chi_{zz} H$ , первые два члена очень слабо зависят от  $H$ , а последний обеспечивает линейную зависимость  $\Delta n_{xy}$  от напряженности магнитного поля:

$$\Delta n_{xy}(H_c < H < H_{\text{обм}}) = \Delta n_{xy0} + \text{sign} l_x \cdot 2n_0^3 \Delta_5 M_0 \chi_{zz} H. \tag{4}$$

Экспериментальная зависимость (рис. 2, прямая 3) дает для магнитооптического коэффициента  $\Delta_5 = \Delta_{xxzx} = -\Delta_{yyzx}$  при  $T = 5\text{K}$  значение  $1,03 \cdot 10^{-12} \left( \frac{\text{ед. CGSM}}{\text{МОЛЬ}} \right)^2$ , которое превышает значение эффективного коэффициента  $[(\Lambda_{11} - \Lambda_{12}) + q(\Delta_2 - \Delta_1)] = 2,73 \cdot 10^{-13} \left( \frac{\text{ед. CGSM}}{\text{МОЛЬ}} \right)^2$ ,

обуславливающего спонтанное магнитное двулучепреломление. Значения  $M_0 = 8,37 \cdot 10^3 \frac{\text{ед. CGSM}}{\text{МОЛЬ}}$ ,  $\chi_{zz} = 3,45 \cdot 10^{-2} \frac{\text{ед. CGSM}}{\text{МОЛЬ}}$  взяты из работ

[1],  $q = \frac{m_0}{l_z}$ , где  $m_0$  — спонтанный магнитный момент. За магнитоопт

ческие коэффициенты  $\Delta_{ikrs}$ , описывающие линейные по полю изменения компонент симметричной части тензора  $\epsilon_{ik}$ , могут быть ответственны изменения квантовомеханических состояний ионов  $\text{Co}^{2+}$ , неэквивалентных в  $\text{CoSO}_3$  относительно правого и левого поворотов спинов по направлению к оси  $C_3$ , а также упруго-оптический эффект, возникающий при линейной магнитострикции. В соединениях кобальта оба эффекта могут быть существенными [7]. Независимость наведенного двулучепреломления от знака  $H_z$  свидетельствует о перемагничивании при инверсии направления поля как ферромагнитного, так и антиферромагнитного векторов

Физико-технический институт  
низких температур  
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию  
13 марта 1978

### Литература

- [1] А.С.Боровик-Романов, В.И.Ожогин. ЖЭТФ, **39**, 27, 1960.
- [2] Н.Ф.Харченко, В.В.Еременко, О.П.Тутакина. ЖЭТФ, **84**, 1326, 1973  
А.С.Боровик-Романов, Н.М.Крейнес, А.А.Панков, М.А.Талалаев.  
ЖЭТФ, **66**, 782, 1974.
- [3] Р.А.Алиханов. ЖЭТФ, **39**, 1481, 1960 ; P.L.Brown, P.J.Welford,  
J.V.Forsyth. J.Phys.C.Solid State Phys., **6**, 1405, 1973.
- [4] В.В.Еременко, А.П.Мохир, Ю.А.Попков, Н.А.Сергиенко, В.И.Фомин,  
ЖЭТФ, **73**, 2352, 1977; В.М.Науменко, В.В.Еременко, А.И.Масленников,  
А.В.Коваленко. Письма в ЖЭТФ, **27**, 20, 1978.
- [5] Р.В.Писарев. ЖЭТФ, **58**, 1421, 1970.
- [6] А.С.Боровик-Романов. ЖЭТФ, **36**, 75, 1959.
- [7] В.С.Островский, В.М.Локтев. Письма в ЖЭТФ, **26**, 139, 1977.