

## ИНДУЦИРОВАННОЕ ПРОДОЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ ПОНИЖЕНИЕ ОПТИЧЕСКОГО КЛАССА АНТИФЕРРОМАГНИТНОГО КРИСТАЛЛА

*Н.Ф.Харченко, В.В.Еременко, Л.И.Белый*

Экспериментально наблюдалось в двухподрешеточном коллинеарном тетрагональном антиферромагнетике индуцирование продольным магнитным полем линейного по напряженности поля двупреломления линейно поляризованного света, распространяющегося вдоль тетрагональной оси. Величина двупреломления позволяет визуально различать в магнитном поле антиферромагнитные состояния, отличающиеся направлением антиферромагнитного вектора. Показано, что искажения в поле тетрагональной структуры не являются определяющими для наблюдаемого магнитооптического эффекта.

Наличие магнитной подсистемы в магнитоупорядоченных кристаллах может при определенных обстоятельствах приводить к нескольк

необычным оптическим свойствам кристаллов высших кристаллографических и магнитных сингоний. Например, тетрагональные кристаллы, в магнитной точечной группе которых операция поворота на угол  $\pi/2$  является операцией симметрии только в комбинации с операцией инверсии времени  $R$ , неизбежно должны понижать свой оптический класс в магнитном поле  $\mathbf{H}$ , направленном вдоль оси  $C_4$  и не нарушающем коллинеарного расположения магнитных моментов ионов [1]. Рассматриваемый магнитооптический эффект линейен по  $H_z$  и родственен обратному пьезомагнитному эффекту в одноосных кристаллах.

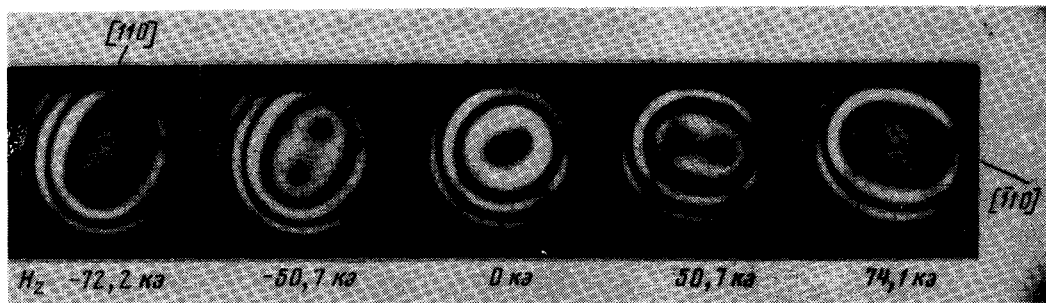


Рис. 1. Изменение коноскопических фигур коллинеарного антиферромагнетика  $\text{CoF}_2$  в зависимости от направления и величины поля  $\mathbf{H} \parallel C_4 \parallel Z$ . Образец находится в однодоменном антиферромагнитном состоянии  $l_z^+$ ,  $\lambda \approx 4000 \text{ \AA}$ ,  $T \approx 30 \text{ K}$

В настоящей работе сообщается об обнаружении линейного по напряженности магнитного поля двупреломления линейно поляризованного света, распространяющегося вдоль кристаллографической оси тетрагонального коллинеарного антиферромагнетика  $\text{CoF}_2$ . Измерение двупреломления ( $\Delta D$ ) проводилось в импульсных магнитных полях с помощью коноскопического метода при циркулярной поляризации света. Напряжения, обусловленные креплением образца, приводили к небольшой деформации оптической индикатрисы такой, что плоскость оптических осей была близка к плоскости (100) (рис. 1). Эти напряжения способствовали образованию определенной однодоменной антиферромагнитной структуры. Включение магнитного поля  $\mathbf{H} \parallel C_4$  вызывает отчетливо фиксируемое увеличение угла между оптическими осями и разворот плоскости расположения осей. Направление разворота зависит от направления  $\mathbf{H}$  и предыстории образца, определяющей направление антиферромагнитного вектора в кристалле. Рис. 1 демонстрирует изменение индикатрисы однодоменного антиферромагнитного (АФМ) кристалла в зависимости от направления и величины магнитного поля. Зависимость величины  $(\tilde{n}_g - \tilde{n}_m)$ , определенной из коноскопических фигур, от напряженности поля близка к линейной в поле, большем 15 кэ, а разность между азимутами плоскостей расположения осей при противоположных направлениях поля стремится с ростом поля к  $90^\circ$ .

Индуктируемое полем ЛД удобно описать зависимостью компонент тензора диэлектрической непроницаемости от ориентации и величины магнитных векторов, описывающих магнитную структуру кристалла. Для кристалла  $\text{CoF}_2$  с разбиением магнитных ионов на подрешетки типа  $4_z^- 2_d^+$  можно записать:

$$\begin{aligned}
 \delta \epsilon_{xx}^{-1} &= \Delta_{xxxx} m_x l_y + \Delta_{xxyx} m_y l_x, \\
 \delta \epsilon_{yy}^{-1} &= \Delta_{xyxy} m_y l_x + \Delta_{xyyx} m_x l_y, \\
 \delta \epsilon_{zz}^{-1} &= \Delta_{zzxy} (m_x l_y + m_y l_x), \\
 \epsilon_{yz}^{-1} &= \Delta_{yzxz} m_x l_z + \Delta_{yzzx} m_z l_x, \\
 \epsilon_{xz}^{-1} &= \Delta_{yzxz} m_y l_z + \Delta_{yzzx} m_z l_y, \\
 \epsilon_{xy}^{-1} &= \Delta_{xyxx} (m_x l_x + m_y l_y) + \Delta_{xyyz} m_z l_z.
 \end{aligned} \tag{1}$$

В продольных полях  $H < 10^5$  э магнитная структура  $\text{CoF}_2$  остается коллинеарной, поперечные компоненты  $m_x, m_y, l_x, l_y$  равны нулю и разность главных показателей преломления в свободном от механических напряжений кристалле равна:

$$n_g - n_m = 2 n_0^3 \Delta_{xyyz} M_0 \chi_{zz} H. \tag{2}$$

Азимут расположения оптических осей относительно оси  $X$  равен  $\phi = \pi/4 \text{ sign } H_z \text{ sign } l_z$ . С учетом наблюдаемой исходной деформации индикатрисы он отличается от  $45^\circ$ , а разность показателей преломления равна:

$$n_{x'x'} - n_{y'y'} = (\tilde{n}_g - \tilde{n}_m) \sin 2\tilde{\phi} = 2 n_0^3 \Delta_{xyyz} M_0 \chi_{zz} H \text{ sign } l_z \text{ sign } H_z, \tag{3}$$

где  $(\tilde{n}_g - \tilde{n}_m)$  и  $\tilde{\phi}$  — измеряемые величины, оси  $X'$  и  $Y'$  параллельны осям  $[110]$  и  $[\bar{1}\bar{1}0]$  в отличие от  $X \parallel [100]$  и  $Y \parallel [010]$ .

На рис. 2 приведена полученная зависимость ЛД  $\Delta n_{x'y'} = n_{x'x'} - n_{y'y'}$  от напряженности поля. Две прямые соответствуют двум однодоменным состояниям образца с противоположными направлениями АФМ вектора  $\mathbf{l}$ . В зависимости от направления и величины поля устойчивым может оказаться то или другое направление вектора  $\mathbf{l}$ . Однодоменное состояние образца остается и после выключения поля. Перемагничивание магнитных подрешеток, при котором направление  $\mathbf{m}$  сохраняется, а энергетически невыгодное направление  $\mathbf{l}$  изменяется на противоположное, происходит путем образования доменной структуры двух АФМ состояний  $l_z^+$  и  $l_z^-$ . На рис. 3 процесс перемагничивания проиллюстрирован коноскопическими фигурами. Рис. 3 соответствует неоднородному состоянию образца с несколькими крупными АФМ доменами.

Из зависимости  $\Delta n_{x'y'}(H)$  (рис. 2) можно определить коэффициент  $\Delta_{xyz}$ , который при  $T = 11\text{K}$  для  $\lambda \approx 4000\text{\AA}$  казался равным  $1,3 \times 10^{-12}$  (ед CGSM/моль)<sup>2</sup>. Необходимые значения  $\chi_{zz} = 1,3 \cdot 10^{-2}$  ед CGSM/моль, и  $2M_0 = 16750$  ед CGSM/моль взяты из работ [2, 3], показатель, преломления взят равным 1,5 [4].

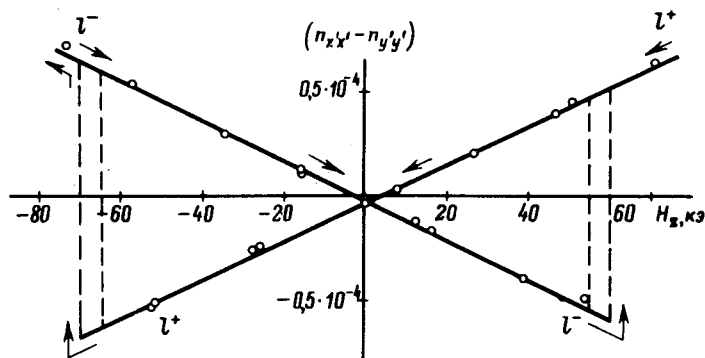


Рис.2. Зависимость индуцируемого магнитным полем  $H \parallel C_4 \parallel Z$  дупреломления для света, распространяющегося вдоль оси  $C_4$ , от направления и величины поля. Две прямые соответствуют двум антиферромагнитным состояниям образца;  $\lambda \approx 4000\text{\AA}$ ,  $T \approx 11\text{K}$

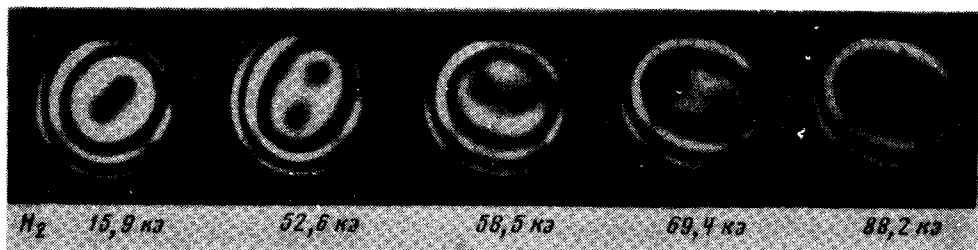


Рис.3. Изменение коноскопических фигур в процессе перемагничивания антиферромагнитного состояния образца. Исходное антиферромагнитное состояние  $l_z^-$  энергетически не выгодно в поле  $H_z > 60\text{ кэ}$

Вклад в величину магнитооптического коэффициента, ответственного за линейное по полю ЛД, могут дать различные механизмы. Появление  $\epsilon_{xy} \neq 0$  обусловлено различной поляризуемостью неэквивалентных

ионов  $\text{Co}^{++}$ , совместно с их лигандным окружением, в магнитном поле в результате (1) неэквивалентного квантовомеханического перемешивания состояний в магнитном поле при совместном влиянии низкосимметричного кристаллического поля и спин-орбитального взаимодействия, (2) различной заселенностью низкосимметричных возбужденных состояний в неэквивалентных ионах, (3) различных сдвигов энергетических уровней ионов первой и второй подрешеток. Кроме того, заметный вклад в  $\epsilon_{xy}$  может дать вторичный фотоупругий эффект, возникающий из-за магнитострикции при обратном пьезомагнитном эффекте. Чтобы определить вторичное ЛД был измерен пьезооптический эффект в  $\text{CoF}_2$ . Направление сжатия образца совпадало с направлением  $[110]$ , температура равнялась  $20,4\text{K}$ . Фотоупругий коэффициент  $\pi_{66}$  оказался близким к  $0,6 \cdot 10^{-23} \text{ см}^2/\text{дин}$ . Зная магнитострикционные деформации вдоль  $[110]$   $|\Delta l/l|_{xy} = 4,9 \cdot 10^{-10} H$  [5] и упругую константу  $C_{66} = 8,5 \cdot 10^{11} \text{ дин}/\text{см}^2$  [4], находим вклад в ЛД, обусловленный линейной магнитострикцией в поле  $\mathbf{H} \parallel \mathbf{Z}$ :

$$|\Delta n_{x'y'}|_{\text{фy}} = 4,9 \cdot 10^{-10} n_o^3 \pi_{66} C_{66} H,$$

где  $H$  в эрстедах. При  $H = 5 \cdot 10^4$  э  $|\Delta n_{x'y'}|_{\text{фy}} = 0,4 \cdot 10^{-5}$ , на порядок меньше наблюдаемой величины  $0,5 \cdot 10^{-4}$ . Следовательно, искажения тетрагональной структуры не являются определяющими для наблюдаемого магнитооптического эффекта.

Физико-технический институт  
низких температур  
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию  
10 июля 1978 г.

### Литература

- [1] В.С.Островский, В.М.Локтев. Письма в ЖЭТФ, **26**, 139, 1977.
- [2] А.С.Боровик-Романов. ЖЭТФ, **38**, 1088, 1960.
- [3] В.И.Ожогин. ЖЭТФ, **45**, 1687, 1963.
- [4] Yu. A. Popkov, V.I. Fomin. Proceeding of the Second Intern. Conf. of Light Scattering in Solids, Paris 1971, p. 503.
- [5] А.С.Прохоров, Е.Г.Рудащевский. Письма в ЖЭТФ, **10**, 175, 1969.