

## ЛИНЕЙНОЕ И КВАДРАТИЧНОЕ ПО ЭЛЕКТРИЧЕСКОМУ ПОЛЮ НЕВЗАИМНОЕ ВРАЩЕНИЕ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ СВЕТА В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКЕ $\text{Cr}_2\text{O}_3$

Б.Б.Кричевцов, В.В.Павлов, Р.В.Писарев

Обнаружены сравнимые по величине эффекты невязимного вращения плоскости поляризации света с линейной и квадратичной зависимостью от электрического поля. Квадратичный эффект наиболее сильно проявляется при переключении антиферромагнитных доменов и при магнитном упорядочении вблизи  $T_N$ .

Невязимное вращение плоскости поляризации света (НВ) обусловлено антисимметричным тензором диэлектрической проницаемости  $\epsilon_{ij}^\alpha$ , и может наблюдаться во всех кристаллах во внешнем магнитном поле или в магнитоупорядоченных кристаллах при наличии магнитного момента. Однако при переходе кристаллов в магнитоупорядоченное состояние теряется операция обращения времени  $I'$  и появляется возможность наблюдения новых оптических эффектов, в частности НВ в кристаллах, находящихся во внешнем электрическом поле <sup>1-3</sup>. Рассмотрим эффекты, определяемые разложением вида

$$\epsilon_{ij}^\alpha = \gamma_{ijk} E_k + \nu_{ijkl} E_k E_l + \eta_{ijklm} H_k E_l E_m, \quad (1)$$

где  $\gamma_{ijk}$  и  $\nu_{ijkl}$  — полярные  $s$ -тензоры <sup>2</sup>,  $\eta_{ijklm}$  — аксиальный  $i$ -тензор. Тензор  $\gamma_{ijk}$  запрещается инверсией  $I$ , но разрешается антиинверсией  $I'$  и линейное по электрическому полю НВ

должно наблюдаться в кристаллах, обладающих линейным магнитоэлектрическим эффектом <sup>4</sup>. Наоборот тензор  $\nu_{ijkl}$  запрещается элементом  $\bar{1}'$ , но допускается при наличии элемента  $\bar{1}$ , т.е. в пьезомагнетиках. Такой эффект наблюдался ранее в ферримагнетике иттриевом феррите-гранате <sup>5</sup>. Тензор  $\eta_{ijklm}$  отличен от нуля во всех средах.

Для исследования НВ в электрическом поле мы выбрали антиферромагнетик  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ . Ниже  $T_N \cong 307 \text{ K}$  спины подрешеток упорядочены антиферромагнитно вдоль тригональной оси и магнитная группа кристалла  $\bar{3}'m'$  <sup>4</sup>. Имеющееся в литературе сообщение <sup>6</sup> о линейном эффекте в этом кристалле на сегодняшний день нельзя признать достаточным, поскольку исследование было выполнено на тонком кристалле толщиной 4 мкм и в сильной степени могли проявиться поверхностные эффекты; чувствительность и точность измерений были невысокими, поскольку использовался интенсивностный метод, и исчезновение эффекта наблюдалось не при  $T_N$ , как это следует ожидать, а при существенно меньшей температуре. Какие-либо сообщения о наблюдении эффектов НВ второго порядка по электрическому полю в  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  или в других антиферромагнетиках нам неизвестны.

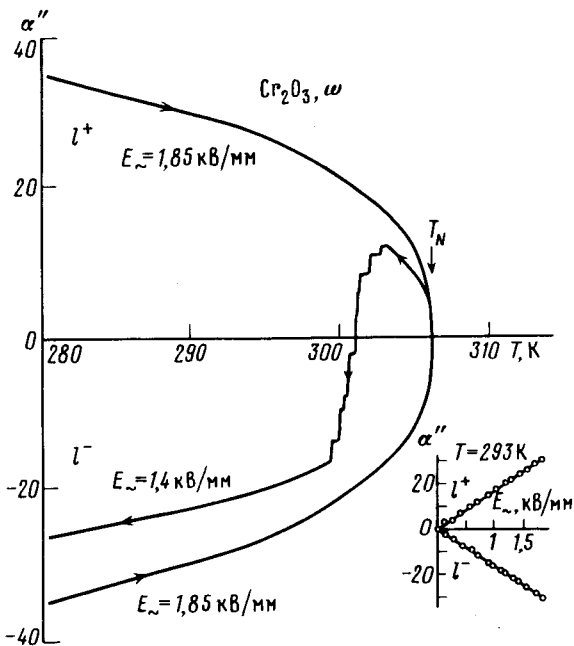


Рис. 1. Температурные зависимости НВ( $\omega$ ) для кристалла  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ , находящегося в различных антиферромагнитных состояниях. Толщина кристалла — 612 мкм. На вставке — полевые зависимости НВ( $\omega$ ) от электрического поля в двух антиферромагнитных  $l^\pm$ -состояниях

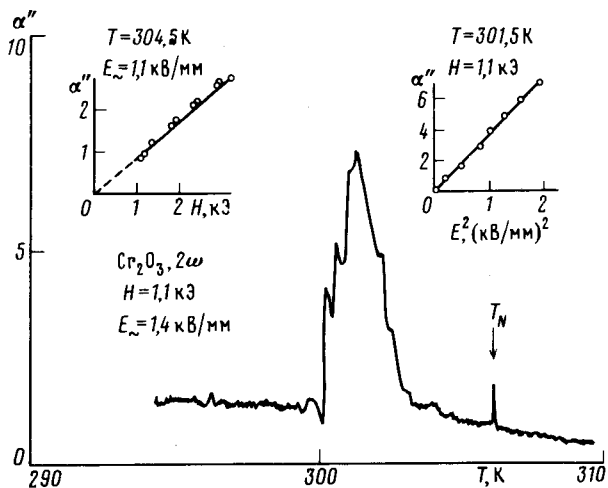


Рис. 2. Температурная зависимость НВ( $2\omega$ ), соответствующая кривой  $E = 1,4 \text{ кВ/мм}$  на рис. 1. На вставках — зависимости сигнала НВ( $2\omega$ ) от магнитного и электрического поля

Исследование проводилось на установке, аналогичной описанной ранее в <sup>5</sup>. Чувствительность к изменениям поворота плоскости поляризации была не хуже  $0,05''$ , точность не хуже

же 15%. Сигнал регистрировался одновременно на первой  $\omega = 700$  Гц и второй  $2\omega$  гармонике переменного электрического поля  $E_z = E_0 \cos \omega t$ . Образцы представляли собой плоскопараллельные полированные пластины толщиной 0,6 – 1,1 мм, вырезанные перпендикулярно оптической оси  $z$  с точностью ориентации не хуже  $1^\circ$ . Электрическое поле прикладывалось к напыленным полупрозрачным платиновым электродам. Магнитное поле величиной до 3,3 кЭ прикладывалось вдоль оси  $z$ , вдоль этого направления через кристалл пропускался сфокусированный луч гелий-неонового лазера с длиной волны  $\lambda = 1,15$  мкм. Таким образом в эксперименте реализовывалась геометрия  $k \parallel z \parallel E \parallel H$ , когда НВ определяется компонентой  $\epsilon''_{xy}$ .

Предварительные исследования магнитоэлектрического отжига <sup>7</sup> изучаемого кристалла позволили количественно определить условия перехода кристалла в любое из двух возможных  $I^-$  или  $I^+$  монокристаллических антиферромагнитных состояний. Было установлено, что у кристалла имеется тенденция образования устойчивого домена  $I^-$ , в который кристалл переходил без смещающего электрического поля. Была также разработана процедура перевода кристалла путем изменения температуры из монокристаллического неустойчивого состояния  $I^+$  в многодоменное ( $I^+, I^-$ )-состояние с последующим переходом в устойчивое  $I^-$ -состояние. На рис. 1 представлены результаты по исследованию НВ( $\omega$ ) на первой гармонике переменного электрического поля для кристалла, находящегося в различных состояниях. Для кристалла в монокристаллическом  $I^-$  или  $I^+$  состояниях величина НВ с хорошей точностью линейно зависит от электрического поля (вставка на рис. 1), причем знак эффекта противоположен в  $I^-$  и  $I^+$  состояниях. Зависимость от магнитного поля отсутствует, т.е. данный эффект определяется тензором  $\gamma_{ijk}$  из (1). Величина эффекта НВ при 293 К составляет 0,025''/В. Средняя кривая на рис. 1 показывает изменение НВ( $\omega$ ) при переходе из неустойчивого в устойчивое  $I^-$ -состояние при изменении температуры. Температура перехода зависит от условий магнитоэлектрического отжига.

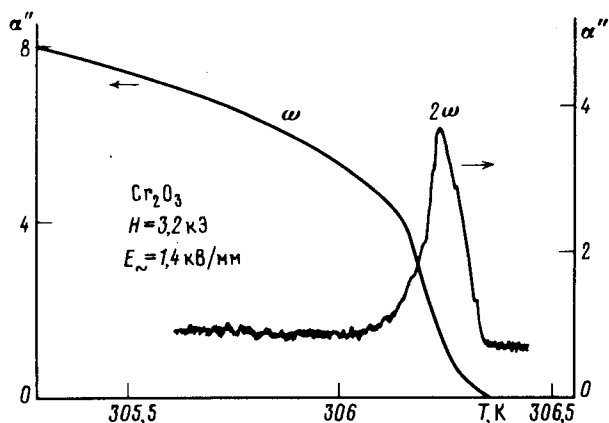


Рис. 3. Температурные зависимости НВ( $\omega$ ) и НВ( $2\omega$ ) в районе  $T_N$

Неожиданным результатом явилось наблюдение сигнала НВ( $2\omega$ ) на частоте  $2\omega$ . Температурные и полевые зависимости этого сигнала показаны на рис. 2. Наиболее сильный сигнал НВ( $2\omega$ ), сравнимый по величине с НВ( $\omega$ ) наблюдался в области перехода из  $I^+$  в  $I^-$ -состояние. Сигнал НВ( $2\omega$ ) зависит линейно от магнитного поля и квадратично от электрического (см. вставки на рис. 2), т.е. этот эффект определяется тензором  $\eta_{ijklm}$  из (1). Кроме того сигнал НВ( $2\omega$ ) наблюдался в виде узкого пика в температурном интервале  $\sim 0,2$  К в районе  $T_N$ , где имелся хорошо выраженный излом и резкое уменьшение НВ( $\omega$ ) (см. рис. 3). В этой области сигнал НВ( $2\omega$ ) также линейно зависит от магнитного поля и квадратично от электрического, т.е. феноменологически этот эффект описывается тем же тензором, что и сигнал НВ( $2\omega$ ) при температурном переключении антиферромагнитных доменов.

Появление НВ( $2\omega$ ), сравнимого по величине с НВ( $\omega$ ), можно объяснить следующим образом. В многодоменном образце НВ можно представить в виде

$$\alpha = AE_0 \cos \omega t [S^+(E) - S^-(E)], \quad (2)$$

где  $S^{\pm}$  — общая площадь  $l^{\pm}$ -доменов. При изменении температуры вследствие магнитоэлектрического эффекта площади  $l^{\pm}$ -доменов будут изменяться:

$$S^+(E) = S^+(0) + bE_0 \cos \omega t; \quad S^-(E) = S^-(0) - bE_0 \cos \omega t. \quad (3)$$

Подставляя (3) в (\*) для НВ на 1-ой и 2-ой гармонике получаем

$$\alpha(\omega) = AE_0 \cos \omega t [S^+(0) - S^-(0)]; \quad \alpha(2\omega) = AbE_0^2 \cos 2\omega t. \quad (4)$$

Из этих формул следует, что первая гармоника НВ( $\omega$ ) обращается в нуль при температуре, при которой площади положительных и отрицательных антиферромагнитных доменов равны. При этой же температуре НВ ( $2\omega$ ) достигает максимальных значений, когда изменения площадей  $l^{\pm}$ -доменов наиболее велики. Узкий пик НВ ( $2\omega$ ) в области  $T_N$ , по-видимому, связан с неустойчивостью доменной структуры или с неустойчивостью зародышей упорядоченной фазы в парамагнитной фазе. Скачок НВ( $\omega$ ) и максимум НВ ( $2\omega$ ) в районе  $T_N$  могут свидетельствовать о том, что магнитное упорядочение в  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  является фазовым переходом первого рода близким ко второму.

Отметим, что предлагаемый механизм нелинейности должен приводить к появлению нелинейного магнитоэлектрического эффекта (инвариант типа  $H^2E^2$ ) в  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ , сравнимого по величине с линейным<sup>8</sup> в постоянном электрическом поле, а также в переменных полях звукового и высокочастотного диапазона.

Авторы благодарят В.Д.Воронкова за любезно предоставленные кристаллы  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ .

#### Литература

1. Brown W.F. Jr., Shtrikman S., Treves D. J. Appl. Phys., 1963, 34, № 4 (2), 1233.
2. Писарев Р.В. ЖЭТФ, 1970, 58, 1421.
3. Любимов В.Н. Кристаллография, 1969, 14, 213.
4. Дзялошинский И.Е. ЖЭТФ, 1959, 37, 881.
5. Кричевцов Б.Б., Писарев Р.В., Селицкий А.Г. Письма в ЖЭТФ, 1985, 41, 259.
6. O'Dell T.H., White E.A.D. Philosoph. Mag., 1969, 22, 649.
7. O'Dell T.H. p.p. 81 – 86 in Magnetolectric interaction Phenomena in crystals, Edited by A.J.Freeman and Schmid, Gordon and Breach, London, 1975.
8. Астров Д.Н. ЖЭТФ, 1960, 38, 984.