

ДИФРАКЦИЯ СВЕТА НА ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЕ В КРИСТАЛЛАХ $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$ И $\text{Gd}_2(\text{MoO}_4)_3$

Р. О. Влох, И. П. Скаб

УДК 535.56

© 1992

Проведены экспериментальные исследования дифракции света на сегнетоэлектрических доменах в кристаллах молибдата гадолиния и на сегнетоэластических доменах в кристаллах барий-натриевого ниобата. Изучен температурный ход параметра порядка, определены электрооптический коэффициент r_{63} для кристаллов $\text{Gd}_2(\text{MoO}_4)_3$ и фотоупругий коэффициент P_{1212} кристалла $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$. Дано обоснование возможности существования и экспериментально исследована упругогирационная дифракция света на энантиоморфных доменах в кристаллах барий-натриевого ниобата. На основании полученных результатов рассчитан упругогирационный коэффициент для данных кристаллов.

К настоящему времени эффект акустооптической дифракции света является довольно хорошо изученным [1]. Известно также, что при наличии волнового синхронизма возможно проявление эффекта, аналогичного акустооптической дифракции, а именно дифракции света на сегнетоэластической доменной структуре. Вместе с тем нами было обнаружено явление акустогирационной дифракции света, состоящее во взаимодействии электромагнитного излучения с периодическим распределением мнимой части диэлектрической проницаемости в кристаллах за счет упругогирационного эффекта [2]. В данном случае вполне последовательной представляется постановка задачи об изучении дифракции света на сегнетоэлектрических и сегнетоэластических доменах.

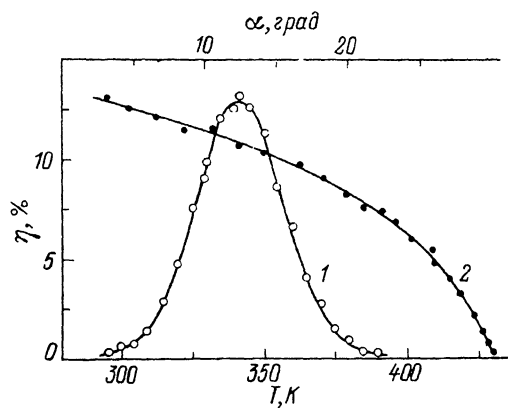
Так, кристаллы $\text{Gd}_2(\text{MoO}_4)_3$ претерпевают сегнетоэлектрический—сегнетоэластический фазовый переход с изменением симметрии $42m - mm2$ при температуре $T_c = 432$ К [3]. Нами было проведено исследование дифракции света на доменной структуре данных кристаллов. Свет от гелий-неонового лазера ($\lambda = 632.8$ нм) распространялся в кристалле в направлении, составляющем с осью z угол α в плоскости zy . При этом если падающая волна обладала поляризацией, параллельной оси x (оси y), то дифрагированная волна была поляризована по оси y (оси x), что соответствует анизотропной дифракции света. На рис. 1 представлен температурный и угловой ход дифракционной эффективности, являющейся пропорциональной квадрату спонтанной поляризации

$$\eta = \frac{\pi^2 n_0^6 r_{63}^* P_s^2 l^2}{4\lambda^2 \cos^2 \alpha},$$

где n_0 — показатель преломления обыкновенного луча в параэлектрической фазе, r_{63}^* — коэффициент спонтанного электрооптического эффекта, P_s — спонтанная поляризация, l — толщина кристалла ($l = 2.05 \cdot 10^{-3}$ м).

На основании температурного хода и данных можно получить зависимость $(\eta)^{1/2} = f(P_s)$ (рис. 2). Из данной линейной зависимости и вышеприведенной формулы можно получить значение коэффициента спонтанного электрооптиче-

Рис. 1. Зависимость дифракционной эффективности η от угла падения света α (1) и температуры (2) в кристаллах $Gd_2(MoO_4)_3$.



ского эффекта $r_{63}^* = 6.6 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{Кл}$. Тогда по формуле $r_{63} = r_{63}^* \epsilon_0 (\epsilon - 1)$, где $\epsilon = 10$ — диэлектрическая проницаемость [3], ϵ_0 — диэлектрическая постоянная, учитывая полученный нами коэффициент r_{63}^* , можно рассчитать значение коэффициента индуцированного электрооптического эффекта $r_{63} = 5.3 \cdot 10^{-13} \text{ м/В}$. Следует отметить, что экспериментально

полученный коэффициент r_{63} индуцированного электрооптического эффекта в парафазе зависит от температуры и вблизи T_c достигает полученного нами значения [4]. На рис. 2 (вставка) представлена зависимость интенсивности дифракционного максимума от напряженности электрического поля E_3 . Переполяризация доменной структуры приводит к появлению максимумов на данной гистерезисной зависимости, соответствующих полидоменному состоянию кристалла. Как и следовало ожидать, при монодоменизации кристалла и переходе через точку $E_3 = 0$ дифракция отсутствует.

Поляризация кристаллической среды при наличии пространственной дисперсии и периодического распределения механической деформации может быть представлена в виде [5]

$$P_i^{\omega \pm \Omega} = Q_{ijmk} \epsilon_{kl}^{\Omega} E_j^{\omega} / \partial x_m = i e_{ijn} a_{nmk} \epsilon_{kl}^{\Omega} E_j^{\omega} k_m,$$

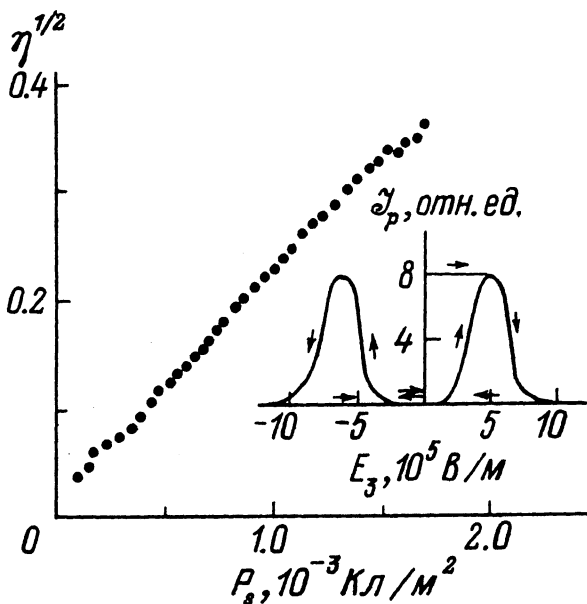


Рис. 2. Зависимость $\eta^{1/2}$ от спонтанной поляризации P_s и интенсивности дифракционного максимума S_p от напряженности электрического поля E_3 (на вставке) в кристалле $Gd_2(MoO_4)_3$.

где ε_{kl} — механическая деформация, x_m — координата, Q_{ijmkl} — антисимметричный по первым двум индексам тензор пятого ранга, e_{ijb} — антисимметричный единичный тензор Леви—Чивита, E_j — напряженность электрического поля электромагнитной волны, k_m — волновой вектор электромагнитной волны, q_{nmkl} — тензор упругогирации, ω и Ω — частоты электромагнитной волны и распределения деформации соответственно. Из данного материального уравнения, описывающего дифракционное взаимодействие света и механической деформации, следует, что упругогирационная (акустогирационная [°]) дифракция света может быть только анизотропной. Более того, в сегнетоэластиках, домены которых обладают энантиоморфизмом (изменение симметрии при фазовых переходах: $\bar{4}3m$ — $\bar{4}2m$, $\bar{4}3m$ — 222 , $6mm$ — $mm2$, $6mm$ — 2 , $4mm$ — $mm2$, $4mm$ — 2 [7]), упругогирационная дифракция света всегда будет сопровождаться упругооптической дифракцией.

Вместе с тем возможны случаи, когда при определенной геометрии эксперимента упругогирационную дифракцию можно различить по поляризационным характеристикам дифрагированного излучения. Так, например, кристаллы барий-натриевого ниобата, претерпевающие сегнетоэластический фазовый переход с изменением симметрии $4mm$ — $mm2$ при температуре 533 К [8], обладают регулярной доменной структурой, причем доменные стенки могут быть ориентированы как параллельно плоскости xz , так и параллельно плоскости zy (в кристаллофизической системе координат параэластической фазы) [9]. Данный фазовый переход сопровождается возникновением сдвиговой компоненты тензора спонтанной деформации ε_{12} , и уравнение оптической индикатрисы при спонтанном упругооптическом эффекте может быть записано в виде

$$\alpha_{11}x^2 + \alpha_{11}y^2 + \alpha_{33}z^2 + 2p_{1212}\varepsilon_{12}xy = 1, \quad (1)$$

где α_{ij} — поляризационные константы, p_{1212} — компонента тензора фотоупругого эффекта. Из уравнения (1) следует, что оптические индикатрисы в различных доменах будут развернуты в плоскости xy на угол $\pm 45^\circ$ относительно системы координат парафазы. Тогда при упругооптическом взаимодействии поляризацию дифрагированного луча можно представить в виде

$$P_1^{\omega \pm \Omega} = p_{1212}\varepsilon_{12}E_2^\omega. \quad (2)$$

Из данного соотношения следует, что дифракция света при упругооптическом взаимодействии в кристаллах барий-натриевого ниобата может быть только анизотропной. Перекачка энергии может происходить только в том случае, если падающая волна обладает поляризацией, параллельной оси x (оси y), а дифрагированная волна поляризована по оси y (оси x). Действительно, при распространении падающего на кристалл барий-натриевого ниобата электромагнитного излучения ($\lambda = 632.8$ нм) в направлении, составляющем с осью z угол $\beta = 22^\circ$ в плоскости zy и $\theta = 4^\circ$ в плоскости xz , наблюдается дифракция света на сегнетоэластической доменной структуре. Нами была получена зависимость дифракционной эффективности одного из дифрагированных лучей от направления падающего излучения.

Как видно из рис. 3 на данной зависимости отсутствуют добавочные максимумы, что свидетельствует о том, что волновой вектор дифракционной решетки, а, следовательно, и размеры доменов в пределах поперечного сечения падающего на кристалл оптического излучения не изменяются. В таком случае, исходя из условия волнового синхронизма $k_n + k_p = k_d$, где k_n , k_d и k_p — волновые векторы падающего луча, дифрагированного луча и решетки соответственно, можно рассчитать размеры доменов

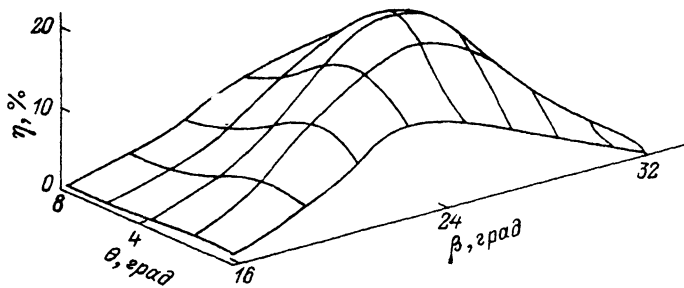


Рис. 3. Зависимость дифракционной эффективности от направления падающего излучения (β — угол в плоскости zy и θ — угол в плоскости xz) в кристалле $Ba_2NaNb_5O_{15}$.

$$d = \frac{1}{2} \lambda n_0^{-1} \left[1 + \frac{n_e^2}{n_0^2 \sin^2 \vartheta + n_e^2 \cos^2 \vartheta} - \frac{2n_e \cos \xi}{(n_0^2 \sin^2 \vartheta + n_e^2 \cos^2 \vartheta)^{1/2}} \right]^{-1/2}, \quad (3)$$

где n_0 и n_e — показатели преломления обыкновенного и необыкновенного луча в параэластической фазе соответственно ($n_0 = 2.325$, $n_e = 2.245$ [3]), $\xi = 0.8^\circ$ — угол дифракции, $\vartheta = \beta - \xi$. Из соотношения (3) следует, что рассчитанные размеры доменов ($d = 9.8 \cdot 10^{-6}$ м) близки к размерам доменов, полученным экспериментально при помощи поляризационного микроскопа ($d \approx 11 \cdot 10^{-6}$ м). Далее, используя данные об дифракционной эффективности η (рис. 3), мы рассчитали компоненту тензора фотоупругого эффекта для параэластической фазы $p_{1212} = 2\lambda \eta^{1/2} (\pi n_0^3 \varepsilon_{12}^2)^{-1} = 2.1 \cdot 10^{-3}$ ($l = 7.5 \cdot 10^{-3}$). Из данного уравнения следует, что спонтанная деформация (параметр порядка) пропорциональна квадратному корню дифракционной эффективности. Тогда, исследуя температурную зависимость $(\eta)^{1/2} = f(T)$, можно получить соответствующий ход параметра (рис. 4).

Как уже отмечалось, сегнетоэластические домены, возникающие при фазовом переходе, происходящем с изменением симметрии $4mm - mm2$, являются энантиоморфными. С симметричной точки зрения, данное свойство связано с потерей при фазовом переходе операций симметрии второго рода, а именно двух плоскостей симметрии. Домены, возникающие при таком фазовом переходе, должны отличаться знаком спонтанного упругогирационного эффекта. Поэтому при учете упругогирации уравнение (2) можно дополнить соотношением

$$P_3^{\omega \pm \Omega} = ie_{321} q_{1112} \varepsilon_{12} (k_1 E_2^\omega - k_2 E_1^\omega), \quad (4)$$

где k_1 и k_2 — проекции волнового вектора падающего излучения на оси x и y соответственно. Из соотношения (4) следует, что в нашем случае дифрагированный луч должен иметь компоненту поляризации, параллельную оси z , т. е., исследуя эллиптичность данного луча при поляризации падающего излучения, строго параллельной оси x или y , можно получить информацию об дифракционной эффективности упругогирационного взаимодействия света и деформации.

На рис. 5 представлена схема экспериментальной установки для исследования упругогирационной дифракции света. Так, изменяя поляризацию падающего излучения $E_1 = E \cos \varphi$, $E_2 = E \sin \varphi$ (φ — угол между осью y и направлением поляризации падающего излучения), можно получить зависимость эллиптичности (эллиптичность измерялась нами с помощью четвертьволновой пластинки) дифрагированного луча от направления поляризации падающего света (рис. 6). Тогда дифракционная эффективность при параллельности направления

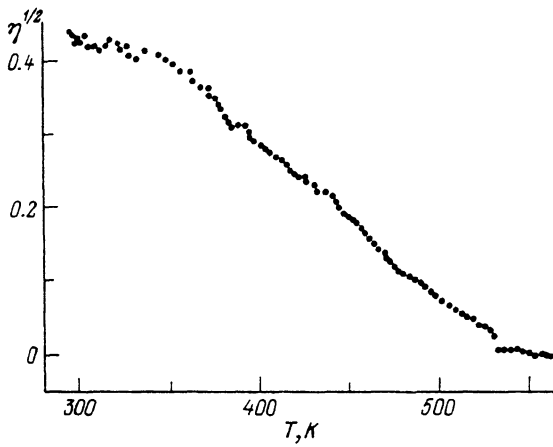


Рис. 4. Температурный ход параметра порядка кристалла $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$.

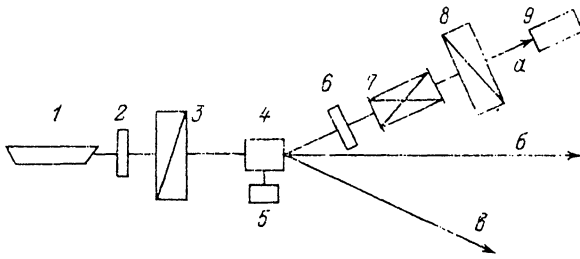


Рис. 5. Схема экспериментальной установки для исследования упругогирационной дифракции света. 1 — He—Ne лазер; 2 и 6 — пластинка $\lambda/4$; 3 — поляризатор; 4 — кристалл; 5 — гониометрическая головка; 7 — ячейка Фарадея; 8 — анализатор; 9 — фотоприемник. p — номер дифракционного максимума. $p = +1$ (а), $p = 0$ (б), $p = -1$ (в).

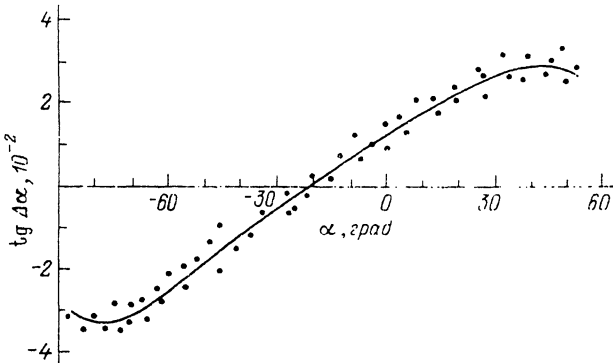


Рис. 6. Зависимость эллиптичности $\text{tg } \Delta\alpha$ дифрагированного луча от направления поляризации падающего излучения φ в кристалле $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$.

поляризации падающего света оси u составляет $\Gamma = \mathcal{J}_3 / \mathcal{J}_1 = \text{tg}^2 \Delta\alpha = 1.096 \cdot 10^{-4}$ ($\mathcal{J}_3, \mathcal{J}_1, \mathcal{J}_0$ — интенсивности дифрагированного излучения с поляризацией P_3, P_1 и падающего излучения соответственно; $\Delta\alpha$ — угол поворота плоскости поляризации света за четвертьволновой пластинкой). А упругогирационная дифракционная эффективность запишется как $N = \mathcal{J}_3 / \mathcal{J}_0 = \eta / (1 + \Gamma^{-1}) = 2.41 \cdot 10^{-5}$. Используя данные об упругогирационной дифракционной эффективности, можно определить упругогирационную константу для параэластической фазы $q_{1112} = \lambda n_0 N^{1/2} (\pi \epsilon_{12} D)^{-1} = 3.7 \cdot 10^{-4}$.

Таким образом, в данной работе исследована электро- и упругооптическая дифракция света в кристаллах молибдата гадолиния и барий-натриевого ниобата изучен температурный ход параметра порядка, определены электрооптический коэффициент r_{63} для кристаллов $\text{Gd}_2(\text{MoO}_4)_3$ и фотоупругий коэффициент p_{1212} кристалла $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$. Также впервые на примере кристаллов $\text{Ba}_2\text{NaNb}_5\text{O}_{15}$ изучена упругогирационная дифракция света на энантиоморфных сегнетоэластических доменах.

Список литературы

- [1] Балакший В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е. Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985. 280 с.
- [2] Влох Р. О., Пятак Ю. А., Скаб И. П. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1989. Т. 53. № 7. С. 1339—1341.
- [3] Шаскольская М. П. Акустические кристаллы. М.: Наука. 1982. 632 с.
- [4] Влох О. Г., Климов И. М. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1975. Т. 39. № 5. С. 978—982.
- [5] Vlokh R. O. // Phys. Stat. Sol. (b). 1980. V. 168. P. K47—K50.
- [6] Влох Р. О., Скаб И. П., Пятак Ю. А. // ДАН АН УССР. 1991. № 7. С. 39—41.
- [7] Влох Р. О., Сливка В. Ю. // Сб. «Оптика анизотропных сред». М., 1988. С. 93—95.
- [8] Кузьминов Ю. С. Сегнетоэлектрические кристаллы для управления лазерным излучением. М.: Наука, 1982. 400 с.
- [9] Sapriel J. // Phys. Rev. (B). 1980. V. 12. N 11. P. 5128—5139.

Львовский государственный университет
им. Ив. Франко

Поступило в Редакцию
10 июня 1992 г.