

ТЕРМИЧЕСКИЕ НАПРЯЖЕНИЯ В МОНОКРИСТАЛЛАХ LiNbO_3

Д. И. Ивлева, Ю. С. Кузьминов

Поляризационно-оптическим методом определены двулучепреломление вдоль оптической оси кристалла LiNbO_3 , по которому рассчитаны величины термических напряжений, действующих в плоскости, перпендикулярной оптической оси, а также остаточное светопропускание. При напряжении $\Delta\sigma_x = 8,72$ кгс $J/J_0 = 0,097$; при $\Delta\sigma_x = 21,8$ кгс $J/J_0 = 0,413$ для $\lambda = 6328 \text{ \AA}$.

С точки зрения технологии получения монокристаллов метаниобата лития, изготовления из них электрооптических элементов, а также изучения воздействия лазерного излучения представляет интерес определение напряжений в монокристаллах, возникших в процессе роста вследствие упругих термических напряжений и имеющихся в кристалле дефектов. В настоящей работе использовался поляризационно-оптический метод определения напряжений, действующих в плоскости, перпендикулярной оптической оси кристалла LiNbO_3 .

Под действием механических напряжений одноосный кристалл ниобата лития становится двуосным, причем плоскость оптических осей располагается перпендикулярно направлению сжатия (σ_2) и параллельно направлению растяжения (σ_1), если напряжения приложены перпендикулярно оптической оси кристалла.

Связь между двуосностью кристалла и его двулучепреломлением вдоль прежней оптической оси дается приближенной формулой /1/

$$\sin \Omega \cong \sqrt{\Delta/\Delta_0}, \quad (1)$$

где 2Ω - истинный угол между оптическими осями кристалла, $\Delta = n_1 - n_2$ и $\Delta_0 = n_o - n_e$ - вынужденное двулучепреломление и собственное двулучепреломление.

При коноскопическом наблюдении измеряется угол 2ϵ , образованный вышедшими на воздух лучами, прошедшими через кристалл в направлении его оптических осей. При переходе к истинному углу между осями Ω необходимо ввести поправку на показатель преломления исследуемого кристалла

$$\sin \Omega = (1/n_o) \sin \epsilon. \quad (2)$$

В настоящей работе проведено исследование трех монокристаллов метаниобата лития, имеющих размеры $1,78 \times 0,8 \times 0,9 \text{ см}^3$, вырезанных вдоль оптической оси. Торцевые грани были отполированы по классу лазерной обработки.

Коноскопические картины наблюдались в поляризационном микроскопе МИН-8. Для связи измеряемого расстояния d выхода оптических осей с углом 2ϵ использовалась эталонная пластинка флогопита с $2\epsilon = 10^\circ 30'$ $n_o = 1,55$. Определенная таким образом постоянная Малляра R /2/ составляет $R = 0,0355$.

Из уравнений (1) и (2) следует

$$\Delta = \Delta_0 R^2 d^2 / n_o^2. \quad (3)$$

Для метаниобата лития $n_o = 2,2967$, $n_e = 2,2082$ $\Delta_0 = 0,0885$ для $\lambda = 6000 \text{ \AA}$ /3/. Для кристаллов, принадлежащих к точечной группе симметрии $3m$, к которой относятся кристаллы LiNbO_3 , связь приложенных к кристаллу напряжений с двойным лучепреломлением дается соотношениями /1/

$$\Delta = c(\sigma_1 - \sigma_2) = c\Delta\sigma,$$

$$c = \frac{n_o^3}{2}(\pi_{11} - \pi_{12}),$$

где σ_1 и σ_2 - главные напряжения в плоскости, перпендикулярной оптической оси, π_{11} , π_{12} - пьезоэлек-

трические постоянные. Откуда следует

$$\Delta b = 2\Delta/n_0^3(\pi_{11} - \pi_{12}).$$

Для напряжений вдоль оси X и распространения света вдоль Z

$$\pi_{21} - \pi_{11} = 1,02 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2/\text{дин}.$$

Для напряжения вдоль оси Y и распространения света вдоль оси Z /4/

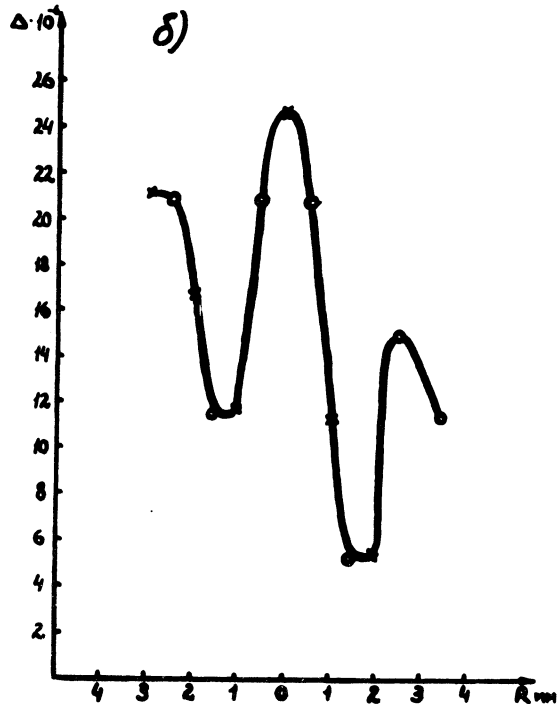
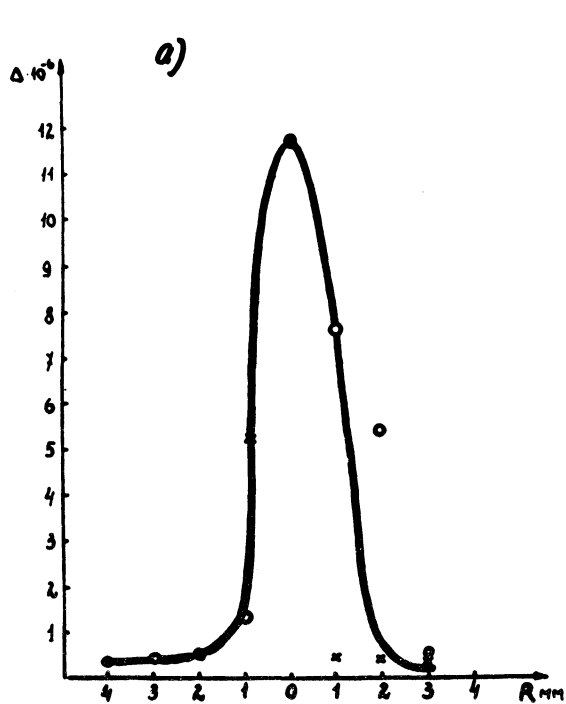
$$\pi_{11} - \pi_{12} = 6,92 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2/\text{дин}.$$

Оси X, Y и Z совпадают с кристаллографическими осями. На исследуемых кристаллах были промерены величины Δ вдоль направлений X и Y. Распределение Δ показано на рис.1, из которого видно, что двулучепреломление Δ достигает максимального значения в центре кристалла и снижается к его периферии. Напряжения, промеренные вдоль осей X и Y, совпадают. Асимметрия экспериментальных кривых, возможно, объясняется смещением элемента от геометрической оси кристаллической були.

Из максимальных величин Δ были рассчитаны напряжения в кристаллах, показанные в таблице. Следует отметить, что определенным напряжениям соответствует плотность дислокаций в кристалле $\sim 10^4 \text{ см}^{-2}$. Остаточное светопропускание кристалла LiNbO_3 рассчитывалось по формуле пропускания /5/, модифицированной для данного случая, когда плоско-поляризованный свет пропускается вдоль оси кристалла и анализатор устанавливается перпендикулярно плоскости поляризации света

$$I/I_0 = (1/2)\sin^4\alpha \sin^2\pi l \Delta/\lambda,$$

где α - угол между плоскостью поляризации лазерного луча и осью сечения индикатрисы кристалла n_1 , l - оптическая длина кристалла, λ - длина волны света в вакууме. Для гелий-неонового лазера с $\lambda =$



Р и с. 1. Двулучепреломление, возникшее в монокристаллах LiNbO_3 под действием термических напряжений.

а) кристалл № 53; б) кристалл № 57; x - вдоль оси X; o - вдоль оси Y.

= 6328 Å значения I/I_0 для трех исследованных кристаллов приведены в таблице 1.

Представляет интерес оценить эффективные значения электрических полей, возникающих в кристалле в области наибольших термических напряжений за счет вакансий и атомов внедрения, несущих электрические заряды.

Таблица 1

№№ пп	Номера кристаллов	Δ , $\times 10^{-6}$	$\Delta\epsilon_x$, кгс/см ²	$\Delta\epsilon_y$, кгс/см ²	I/I_0
1	49	5,286	8,72	12,85	0,097
2	53	13,215	21,80	26,00	0,413
3	57	21,144	34,89	51,42	0,469

Предполагая, что $\Delta\epsilon$ вызвано линейным электрооптическим эффектом, можно вычислить эффективное электрическое поле по формуле

$$\Delta\epsilon = 2\pi V_0^3 r_{22} / \lambda_0 d,$$

где V - разность потенциалов, d - толщина кристалла в направлении приложенного поля, r_{22} - электрооптический коэффициент. Для кристалла № 53 (рис. 1а) имеем: $d = 0,123$ см, $\lambda_0 = 0,633 \cdot 10^{-4}$ см, $r_{22} = 2 \cdot 10^{-7}$ см/статвольт /4/; эффективное поле составляет $V = 5,1 \cdot 10^{-8}$ в на расстоянии $d = 0,123$ см. Из формулы теории поля /6/ $\text{div}(\epsilon \bar{E}) = 4\pi \rho_{\text{своб}}$, где \bar{E} - средняя напряженность микроскопического поля, $\rho_{\text{своб}}$ - средняя плотность свободного электрического заряда, ϵ - диэлектрическая проницаемость, можно оценить плотность электрического заряда и, следовательно, плотность дефектов, несущих нескомпенсированные единичные электронные заряды. Подставляя в формулу известные величины и $\epsilon_x = 80$ /7/, получим

$$\bar{N}_{\text{деф}} = 1,8 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}.$$

Поступила в редакцию
19 марта 1971 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. Л. Инденбом, Г. Е. Томиловский. Кристаллография, 3, 593 (1958).
2. Н. М. Меланхолин. Методы исследования оптических свойств кристаллов. "Наука", М., 1970 г.
3. А. А. Каминский, В. В. Осико. Изв. АН СССР, Неорганические материалы, 6, 629 (1970).
4. E. G. Spencer, P. V. Lento, A. A. Ballman. Proc. IEEE, 55, 5 (1967).
5. А. В. Шубников. Основы оптической кристаллографии. Изд. АН СССР, М., 1958 г.
6. И. Е. Тамм. Основы теории электричества. Гос. изд-во техн.-теор. литературы, М., 1954 г.
7. K. Nassau, H. J. Levinstein, G. M. Loiacano. J. Phys. Chem. Solids, 27, 989 (1966).