

- рамики  $\text{Pb}(\text{Sc}_{0,5}\text{Nb}_{0,5})\text{O}_3$ .— В кн.: Физика и химия твердого тела. М.: изд. НИФХИ им Л. Я. Карпова, 1978, с. 75—86.
16. Антонова М. К. и др. О подборе состава прозрачной сегнетокерамики для применения в определенных светомодулирующих устройствах.— Автометрия, 1980, № 2.
  17. Sternberg A. R. et al. Transparent Ferroelectric Ceramics; Phase Transitions and New Materials.— Ferroelectrics, 1981, vol. 32, p. 33—35.
  18. Штернберг А. Р. и др. Комплексное исследование особенностей структуры и фазовых переходов в ЦТСЛ состава X/65/35.— В кн.: Электрооптическая сегнетокерамика. Рига: изд. Латв. ун-та, 1977, с. 138—167.
  19. Фрицберг В. Я., Гринвалд Г. Ж., Гаевекис А. П. Исследование диэлектрической нелинейности в твердых растворах выше точки Кюри.— В кн.: Фазовые переходы в сегнетоэлектриках со структурой перовскита. Рига: изд. Латв. ун-та, 1974, с. 47—98.
  20. Пешников Е. В., Мухтеремов Д. Н., Панфилова Л. К. Структурно-чувствительные свойства поляризованных поликристаллических сегнетоэлектриков разного состава.— В кн.: Физика и химия твердого тела. М.: изд. НИФХИ им. Л. Я. Карпова, 1973, с. 84—90.
  21. Keve E. T. Structure-Property Relationships in PLZT Ceramic Materials.— Ferroelectrics, 1976, vol. 10, N 1—4, p. 169—174.
  22. Фрицберг В. Я., Штернберг А. Р. О возможности описания особенностей фазовых переходов в сегнетокерамике типа ЦТСЛ на основе модели ангармонического осциллятора.— В кн.: Сегнетоэлектрические фазовые переходы. Рига: изд. Латв. ун-та, 1978, с. 43—64.
  23. Holman R. L. The Defect Structure of 8/65/35 PLZT as Determined by Knudsen Effusion.— Ferroelectrics, 1976, vol. 10, 1—4, p. 185—190.
  24. Шебанов Л. А. Особенности образования дефектной структуры прозрачной сегнетокерамики ЦТСЛ.— В кн.: Сегнетоэлектрические фазовые переходы. Рига: изд. Латв. ун-та, 1978, с. 73—93.
  25. Сорока В. В., Хромова Н. Н., Клюев В. П. О кинетике изменения окраски кристаллов  $\text{LiNbO}_3$  при облучении и отжиге.— Журн. прикл. спект., 1974, т. 20, вып. 3.
  26. Beizler K., Bäuerle D. Second-Harmonic Generation in "Cubic" PLZT Ceramics.— Appl. Phys., 1979, vol. 18, p. 271—274.
  27. Либбергс Г. В., Стефанович С. Ю. Генерация второй гармоники в керамике цирконата — титаната свинца, модифицированного лантаном.— В кн.: Электрооптическая сегнетокерамика. Рига: изд. Латв. ун-та, 1977, с. 199—207.
  28. Reinecke T. L., Ngai K. L. Disorder in Ferroelectrics: Relaxation Effects.— Ferroelectrics, 1977, vol. 16, p. 85—87.
  29. Hennings D. The Broadening of the Curie Peak by Lattice Defects in Ferroelectric Lead Titanate — Diffuse Phase Transition.— Sci. Ceram., 1976, vol. 8, p. 203—211.
  30. Borchhardt G., Cieminski J., Schmidt G. Aging of Strontium Barium Niobate and PLZT Ceramic.— Phys. Stat. Sol. (a), 1980, vol. 59, N 2.
  31. Stenger C. G. F., Burggraaf A. J. Order-Disorder Reactions in the Ferroelectric Perovskites  $\text{Pb}(\text{Sc}_{1/2}\text{Nb}_{1/2})\text{O}_3$  and  $\text{Pb}(\text{Sc}_{1/2}\text{Ta}_{1/2})\text{O}_3$ .— Phys. Stat. Sol. (a), 1980, vol. 61, p. 653—664.

Поступила в редакцию 13 марта 1981 г.

УДК 772.99 : 537.226.4

И. Р. ДОРОШ, Ю. С. КУЗЬМИНОВ, Н. В. ТКАЧЕНКО

(Москва)

### НИОБАТ БАРИЯ — СТРОНЦИЯ, ЛЕГИРОВАННЫЙ ЦЕРИЕМ, — ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ РЕГИСТРИРУЮЩАЯ СРЕДА

Интерес к объемным средам для записи голограмм обусловлен прежде всего тем, что такие среды позволяют реализовать наибольшую плотность регистрации информации [1].

Хотя плотность регистрации информации ограничивается физическими процессами, приводящими к образованию голограмм [2], объемные регистрирующие среды позволяют получить плотность записи информации, на несколько порядков больше по сравнению с плоскими регистрирующими средами [3].

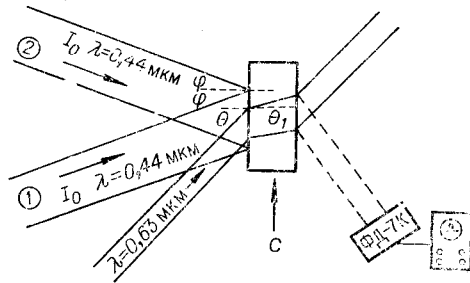


Рис. 1. Симметричная схема записи голограмм

(ось  $C$  лежит в плоскости, параллельной поверхности кристалла, интерференционные плоскости перпендикулярны оси  $C$ ).

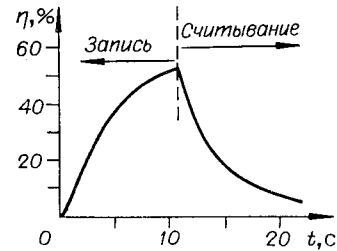


Рис. 2. Цикл «запись — считывание» при формировании голограмм лучами с обыкновенной поляризацией света.

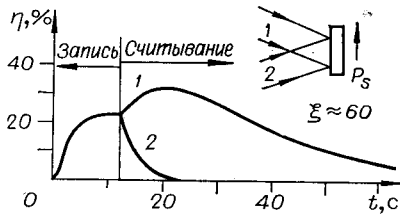


Рис. 3. Цикл «запись — считывание» при формировании голограмм лучами с необыкновенной поляризацией света

(1 — считывание лучом 1; 2 — считывание лучом 2 на рис. 1; 1 — интенсивность 38 мВт/см<sup>2</sup>, 2 — 12 мВт/см<sup>2</sup>).

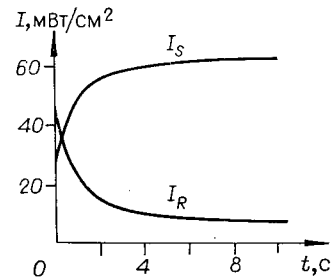


Рис. 4. Перераспределение плотности мощности записывающих лучей в процессе записи.

Запись ведется светом с необыкновенной поляризацией лучей ( $\lambda=0,63$  мкм).

Среди различных объемных регистрирующих сред наибольший интерес представляют реверсивные среды с фазовой записью информации. К таким средам относятся реоксон [4], фототермопластики, сегнетоэлектрические кристаллы [2].

Данная работа посвящена исследованию физических процессов, происходящих при записи и хранении голограмм в кристаллах  $(\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x})_{1-y} \cdot (\text{Nb}_2\text{O}_6)_y$  ( $x=0,61$ ,  $y=0,4993$ ). Этот состав по данным работы [5] является конгруэнтно плавящимся, и поэтому качество выращенных кристаллов получается наилучшим.

**Механизм записи голограмм.** Запись голограмм проводилась по симметричной схеме, показанной на рис. 1. Дифракционная эффективность (ДЭ) голограммы определялась по дифракции луча света He-Ne-лазера, падающего под соответствующим углом Брэгга. Дифракция была максимальной, когда поляризация луча He-Ne-лазера выбиралась необыкновенной [6].

Мощность дифрагировавшего пучка измерялась с помощью фото диода ФД-7К. Временная зависимость ДЭ голограммы при записи лучом с обыкновенной поляризацией показана на рис. 2. Если запись ведется лучом с необыкновенной поляризацией (электрический вектор записывающих лучей лежит в плоскости рисунка), то цикл «запись — считывание» видоизменяется (рис. 3). При считывании лучом 2 в начальный момент наблюдается увеличение ДЭ, после чего происходит медленное стирание голограммы (асимметрия цикла в этом случае  $\approx 60$ ).

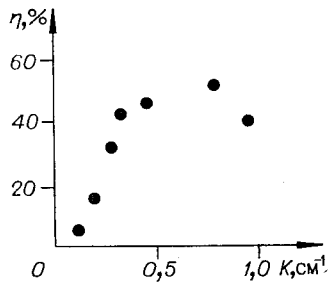


Рис. 5. Зависимость максимальной дифракционной эффективности от пространственной частоты записи голограммы (толщина кристалла 1,48 мм)

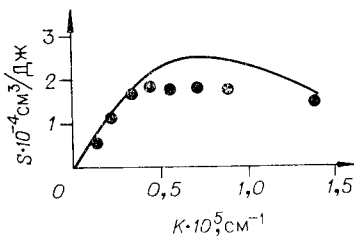


Рис. 6. Зависимость чувствительности кристалла от пространственной частоты записи голограммы (запись ведется светом обыкновенной поляризации с  $\lambda=0,44$  мкм, считывание — необыкновенной поляризации с  $\lambda=0,63$  мкм). Сплошная линия — расчетная кривая для диффузионного механизма записи.

$= \lambda/2 \sin \varphi$ ). Зависимость максимальной ДЭ от  $K$  приведена на рис. 5, из которого видно увеличение максимальной ДЭ при увеличении пространственной частоты записи голограммы до 700 лин/мм.

Определялась также зависимость чувствительности кристаллов от пространственной частоты записи голограммы. Чувствительность определялась по формуле

$$S = \Delta n / \Delta W \alpha, \quad (1)$$

где  $\Delta n$  — изменение показателя преломления;  $\Delta W$  — энергия, соответствующая изменению показателя преломления  $\Delta n$ ;  $\alpha$  — коэффициент поглощения кристалла на длине волны записи. Вычисление  $\Delta n$  проводилось по видоизмененной формуле Когельника [7] с учетом неоднородности решетки по глубине кристалла:

$$\Delta n = ((\lambda_1 \arcsin \sqrt{\eta} \cos \theta_1) / \pi L \cos 2\theta_1) (\alpha L / (1 - e^{-\alpha L})). \quad (2)$$

Здесь  $\lambda_1$  — длина волны считывающего лазера,  $L$  — толщина кристалла,  $\theta_1$  — угол между нормалью  $K$  поверхности кристалла и считывающим лучом в кристалле,  $\eta$  — дифракционная эффективность.

Второй сомножитель в формуле (2) введен для того, чтобы учесть влияние поглощения кристалла на эффективную глубину голограммы.

Экспериментальная зависимость чувствительности  $S$  от пространственной частоты при записи голограмм обыкновенной поляризацией приведена на рис. 6, из которого видно, что чувствительность также увеличивается при увеличении пространственной записи голограммы.

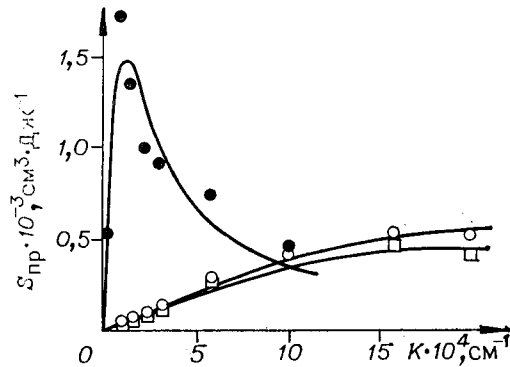


Рис. 7. Экспериментальные зависимости чувствительности кристаллов от пространственной частоты записи голограммы для чистого (●), легированного 0,05 вес. %  $\text{CeO}_2$  (□) и легированного 0,1 вес. %  $\text{CeO}_2$  (○). Сплошные кривые — расчет.

При записи голограмм лучами с необыкновенной поляризацией наблюдается явление перераспределения мощности между записывающими лучами. На рис. 4 показано изменение плотности мощности в прошедших через кристалл лучах в процессе записи. Энергия перераспределяется в луч, имеющий отрицательную проекцию волнового вектора на ось  $C$ .

Снималась зависимость максимальной ДЭ от пространственной частоты записи голограмм  $K = 2\pi/l$  ( $l$  — период интерференционной картины:  $l =$

Все перечисленные особенности записи голограмм, а также приведенные зависимости однозначно свидетельствуют о том, что механизм записи голограмм в исследуемых кристаллах диффузионный [8], т. е. в результате освещения кристалла пространственно-неоднородным световым полем происходят фотовозбуждение носителей заряда, их перераспределение в результате диффузии и захват на ловушках. В результате перераспределения зарядов образуется электрическое поле, приводящее к изменению показателя преломления, что и является голограммой.

Рассмотрим более детально выводы диффузионной модели, приведенные в [8], дополненные и исправленные в работах [9, 10] для чувствительности кристаллов  $S$  и максимальной ДЭ.

**Чувствительность сегнетоэлектриков при диффузионном механизме записи.** Амплитуду периодического поля пространственного заряда на начальном участке образования голограммы можно вычислить с помощью следующего выражения [9]:

$$E_{nz} = eD\tau Kg_0tm/(1 + K^2D\tau)\epsilon\epsilon_0. \quad (3)$$

Здесь  $e$  — заряд электрона,  $D$  — коэффициент диффузии фотовозбужденных носителей,  $\tau$  — время жизни фотовозбужденных носителей в зоне проводимости,  $g_0 = 2I_0\alpha\beta/h\nu$ ,  $t$  — время записи,  $m$  — контраст интерференционной картины,  $\epsilon\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость кристалла и вакуума соответственно,  $\beta$  — квантовый выход процесса фотовозбуждения,  $h\nu$  — энергия кванта записывающего света,  $I_0$  — плотность мощности в записывающих пучках.

Воспользовавшись известными из электрооптики соотношениями, связывающими величину электрического поля и изменения показателя преломления для малых углов падения луча [6]

$$\Delta n = 0,5n^3r_{33} \cos^2 \theta_1, \quad (4)$$

вычислим величину чувствительности  $S$  для диффузионного механизма записи:

$$S = (n^3r_{33} \cos^2 \theta_1/2\epsilon\epsilon_0)(D\beta\tau Km/(1 + K^2D\tau))(e/h\nu). \quad (5)$$

Зависимость  $S(K)$  в предположении  $\beta = 0,1$  приведена на рис. 6. Фотоэлектрические данные кристалла взяты из работы [11].

Из экспериментальной зависимости  $S(K)$  можно вычислить  $\beta$  и  $D\beta\tau$ , если установлено, что механизм записи голограмм диффузионный. Сравнивая эту зависимость с теоретической, вычислим значение параметров  $\beta$  и  $D\tau$ . Для решения такой задачи необходимо повысить точность измерений чувствительности.

Приведенный выше способ определения чувствительности обладает низкой точностью, которая обусловлена большой угловой селективностью голограмм. Вследствие этого необходимо настраивать считывающий луч с точностью до  $10^{-4}$  рад.

Для повышения точности измерений чувствительности мы воспользовались тем обстоятельством, что в диффузионном механизме записи между интерференционной картиной и изменением показателя преломления существует фазовый сдвиг, равный  $\pi/2$ , в результате чего в процессе записи наблюдается перераспределение плотности мощности записывающих лучей (см. рис. 4). Скорость перераспределения в начальный момент времени (как будет показано ниже) пропорциональна чувствительности кристалла.

**Определение чувствительности по скорости перераспределения мощности.** Для взаимодействия двух волн одинаковой амплитуды, падающих симметрично под углом Брэгга на решетку, сдвинутую на  $\pi/2$  по отношению к интерференционной картине, соотношения интенсивностей лучей на выходе из решетки определяются выражениями [12]

$$I_R = I_0(1 - \sin 2k_1L), \quad (6)$$

$$I_s = I_0(1 + \sin 2k_1L), \quad (7)$$

где  $I_0$  — плотность мощности луча на входе в решетку,  $k_1 = \pi n_1 / \lambda \cos \theta_1$ ,  $n_1$  — амплитуда периодического изменения показателя преломления решетки,  $\lambda$  — длина волны света в воздухе,  $\theta_1$  — угол преломления одного из лучей,  $L$  — толщина решетки.

Соотношения (6) и (7) выведены для случая непоглощающей решетки с однородной величиной  $n_1$  по толщине и для обыкновенной поляризации световых лучей. В случае взаимодействия лучей с необыкновенной поляризационной параметр  $k_1$  следует умножить на  $\cos 2\theta_1$  [7].

Предположив, что на начальном участке записи изменение показателя преломления  $n_1$  пропорционально экспозиции, продифференцировав выражение (6) по времени и учтя неоднородность записанной решетки, обусловленную поглощением, получим выражение для чувствительности  $S$  из скорости изменения  $I_R$ :

$$S = (d(I_R/I_0)/dt)(T/4\pi I_0 \cos 2\theta_1(1 - e^{-\alpha L})). \quad (8)$$

Нами была проведена серия экспериментов по наблюдению скорости перераспределения интенсивности лучей при записи голограмм на различных пространственных частотах. Голограммы записывались на чистых кристаллах НБС состава  $x = 0,61$ ;  $y = 0,4993$  и на легированных 0,05 и 0,1 вес. %  $\text{CeO}_2$  (по шихте). На основании экспериментов по формуле (8) вычислялась чувствительность кристаллов  $S$ . Экспериментальные значения  $S(K)$  приведены на рис. 7.

Из условия минимума суммы среднеквадратичного отклонения теоретической зависимости (5) от экспериментальных значений (см. рис. 7) на ЭВМ были вычислены значения  $D\beta\tau$ ,  $\beta$  и диффузионной длины  $l_{\text{диф}} = 2\pi\sqrt{D\tau}$ , которые приведены в таблице.

Сравнение данных по квантовому выходу  $\beta$  и  $l_{\text{диф}}$  для трех кристаллов с различной концентрацией Се, а также рис. 7 позволяют сделать следующие выводы:

- 1) введение Се увеличивает квантовый выход процесса фотовозбуждения  $\beta$ , а также приводит к уменьшению диффузионной длины  $l_{\text{диф}}$ ;
- 2) концентрация Се в легированных кристаллах слабо влияет на чувствительность  $S$ .

Последний вывод может быть использован для определения концентрации Се при заданной толщине кристалла для получения оптимальной чувствительности, определяемой как плотность энергии, необходимая для записи голограммы с дифракционной эффективностью 1%.

Запись голограмм светом с  $\lambda = 0,63$  мкм показала, что  $S(K)$  для этой длины волны совпадает количественно с  $S(K)$  для  $\lambda = 0,44$  мкм, в то время как коэффициент поглощения  $\alpha$  для этих волн отличается на порядок.

**НБС : Се — голографическая регистрирующая среда.** Таким образом, для практически важных для голографии пространственных частот чувствительность составляет  $0,5 \cdot 10^{-3}$  см<sup>3</sup>/Дж. При оптимальном выборе поглощения кристалла [13] с такой чувствительностью для достижения дифракционной эффективности 10% необходима экспозиция 25 мДж/см<sup>2</sup>%.

Фотоэлектрические параметры кристаллов  $(\text{Sr}_x\text{Ba}_{1-x})_{1-y}(\text{Nb}_2\text{O}_6)_y$  состава  $x=0,61$ ,  $y=0,4993$

Концентрация $\text{CeO}_2$ , вес. %	$\alpha$ , см <sup>-1</sup> ( $\lambda=0,44$ мкм)	$\alpha$ , см <sup>-1</sup> ( $\lambda=0,63$ мкм)	$\beta$ , %	$D\beta\tau$ , $10^{-8}$ см <sup>2</sup>	$l_{\text{диф}}$ , мкм
—	0,29	—	4,7	360	5,4
0,05	5,8	0,65	27	5,7	0,29
0,1	11,5	1,1	41	5,9	0,24

Эксперименты по записи голограмм однородными пучками света с обыкновенной поляризацией указывают, что на кристаллах толщиной 2,27 мм при пространственной частоте записи 750 лин/мм достигается ДЭ 80%. Максимальная ДЭ сильно зависит от однородности записываемых пучков.

Сохраняемость записи оценивалась по спаду ДЭ голограмм при хранении ее в темноте. Время хранения голограмм в темноте больше 17 мес.

Если сравнить экспоненциальное время хранения голограмм с максвелловской постоянной времени, вычисленной по формуле  $\tau = \epsilon \epsilon_0 / \sigma_r$  (при  $\sigma_r = 3,5 \cdot 10^{-13} \text{ (Ом} \cdot \text{см)}^{-1}$ ,  $\epsilon = 750$  [11]), то получим  $\tau = 200 \text{ с}$  — несовпадение времен на пять порядков. Объяснение этого явления представляет значительный научный интерес для понимания механизмов проводимости кристалла.

$$N = \xi S_r \Delta \eta s / M P_\phi. \quad (9)$$

Наиболее подходящим методом увеличения количества циклов считывания голограммы является увеличение асимметрии цикла «запись — считывание»  $\xi$  [14].

Для диффузионного механизма записи асимметрия обуславливается взаимодействием считывающего пучка и восстановленного в объеме кристалла. Для кристалла толщиной 2,27 мм  $\xi$  составляет 60 (см. рис. 3).

Для оценки количества циклов считывания при применении кристаллов НБС:Се в качестве регистрирующей среды голографического запоминающего устройства с постраничной записью информации, положим  $\xi = 60$ ,  $S_r = 2,5 \text{ мДж/см}^2$ ,  $\Delta \eta = 10\%$ ,  $s = 1 \text{ мм}^2$ ,  $M = 5 \cdot 10^3$ ,  $P_\phi = 10^{-15} \text{ Дж/бит}$  (для ФЭУ).

Подставив эти значения в выражение (9), получим  $N = 3 \cdot 10^9$  циклов считывания. При использовании в качестве фотоприемника фотодиодной матрицы с  $P_\phi = 10^{-12} \text{ Дж/бит}$  количество циклов считывания уменьшится на три порядка, что наложит существенное ограничение на работу устройств памяти.

Исследования реверсивности кристаллов показали, что кристалл не теряет своих свойств после  $10^9$  циклов «запись — считывание». В настоящее время нет никаких оснований полагать количество циклов в кристаллах НБС:Се ограниченным.

В кристаллах НБС:Се в результате диффузионного механизма записи наблюдается явление фотоиндуцированного рассеяния света [15]. Это явление будет проявляться при слабом предметном пучке или при считывании голограмм с низкой дифракционной эффективностью.

Таким образом, основными преимуществами кристаллов НБС:Се для голографической регистрации информации являются относительно высокая чувствительность, неограниченная реверсивность, асимметрия цикла «запись — считывание», высокая дифракционная эффективность.

Основные недостатки кристаллов НБС:Се — разрушение голограммы во время считывания и наличие рассеяния света. Для их устранения необходимы разработка методики фиксации голограмм, а также улучшение оптического качества кристаллов.

В заключение авторы выражают признательность Н. М. Полозкову и Л. И. Ивлевой за предоставленные кристаллы, которые исследовались в данной работе.

- len.— Acta Phys. Austr., 1979, № 20, p. 241—255.
4. Суханов В. И. и др. Запись фазовых голограмм на органическом полимерном материале с дисперсией, изменяющейся вследствие триплет сенсibilизированных процессов.— В кн.: Оптическая голография. Л.: Наука, 1979, с. 24—42.
  5. Фурухата И. Оценка и контроль оптических дефектов в НБС.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1977, т. 41, № 3.
  6. Дорош И. Р. Увеличение чувствительности и дифракционной эффективности голограмм в кристаллах  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$  при использовании для записи и считывания различной поляризации света.— Вопросы радиоэлектроники. Сер. общетехн., 1979, вып. 3, с. 119—125.
  7. Kogelnik H. Coupled Wave Theory for Thick Hologram Gratings.— Bell Syst. Techn. J., 1969, vol. 48, N 9.
  8. Amodei J. J. Analysis of Holographic Recording in Insulators.— RCA Review, 1971, vol. 32, N 2, p. 185—198.
  9. Young L. et al. Theory of Formation of Phase Holograms in Lithium Niobate.— Appl. Phys. Lett., 1974, vol. 24, N 6.
  10. Гюнтер П., Мишерон Ф. Эффекты фотопреломления и фототоки в  $\text{KNbO}_3:\text{Fe}$ .— Автometрия, 1978, № 2.
  11. Воронов В. В. и др. Фотоэлектрические и фоторефрактивные свойства кристаллов ниобата бария — стронция, легированных церием.— Квант. электроника, 1979, т. 6, № 9.
  12. Staebler D. L., Amodei J. J. Coupled-Wave Analysis of Holographic Storage in  $\text{LiNbO}_3$ .— J. Appl. Phys., 1972, vol. 43, N 3.
  13. Krätzig E., Orłowski R.  $\text{LiTaO}_3$  as Holographic Storage Material.— Appl. Phys., 1978, vol. 15, N 1.
  14. Moharam M. G., Young L. Reading and Optical Erasure of Holograms Stored by the Photorefractive Effect in Lithium Niobate.— Appl. Opt., 1978, vol. 17, N 9.
  15. Воронов В. В. и др. Фотоиндуцированное рассеяние света в кристаллах НБС: Се.— Квант. электроника, 1980, т. 7, № 11.

Получила в редакцию 5 марта 1981 г.

УДК 621.375.826 : 537.226.4

П. А. АУГУСТОВ, О. П. БАЛЬВА, М. Б. КОСМИНА,  
К. К. ШВАРЦ

(Рига)

## ЗАВИСИМОСТЬ ФОТОРЕФРАКЦИИ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ И ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕТА В $\text{LiTaO}_3$

Фоторефракция (ФР) в сегнетоэлектриках является предметом многочисленных экспериментальных и теоретических исследований (см., например, [1—3]). ФР ухудшает параметры электрооптических модуляторов света, однако может быть эффективно использована для записи информации.

В настоящее время существует несколько механизмов возникновения ФР в сегнетоэлектриках. Ф. С. Чен [4] впервые на основе исследований распределения двулучепреломления в освещенной области кристаллов  $\text{LiNbO}_3$  и  $\text{LiTaO}_3$ , предложил механизм ФР, основанный на фотопереносе заряда вдоль полярной оси кристалла что приводит к локальным электрическим полям, а в электрооптических материалах — к ФР. На сходство процессов ФР в кристаллах  $\text{LiNbO}_3$  и  $\text{LiTaO}_3$  указывают разные авторы [5—8]. Установлено, что в  $\text{LiNbO}_3$  ФР коррелирует с аномальным