

ЛИТЕРАТУРА

1. Glass A. M., von der Linde D. and Negran T. J. High-voltage bulk photovoltaic effect and photorefractive process in LiNbO_3 .— *Appl. Phys. Lett.*, 1974, vol. 25, № 4, p. 233.
2. Пашков В. А., Соловьева Н. М., Ангерт Н. Б. Наведенная оптическая неоднородность в ниобате лития во внешнем электрическом поле.— *ФТТ*, 1979, т. 21, № 1, с. 92.
3. Попов Б. Н., Фридкин А. М. Фотогальванический эффект в сегнетоэлектрических кристаллах.— *УФН*, 1978, т. 126, с. 657.
4. Glass A. M., von der Linde D., Auston D. H., Negran T. J. Excited state polarization and bulk photovoltaic effect.— *J. Elect. Mater.*, 1975, vol. 4, № 5, p. 915.
5. Krätzig E., Kurz H. Spectroscopic investigation of photovoltaic effects in doped LiNbO_3 .— *J. Electrochem. Soc.*, 1977, vol. 124, № 1, p. 131.
6. Kurz H., Krätzig E., Keune W. a. o. Photorefractive centers in LiNbO_3 studied by optical-Mössbauer- and EPR methods.— *Appl. Phys.*, 1977, vol. 12, № 4, p. 355.

Поступила в редакцию
24 июля 1979 г.

УДК 537.226.33

В. В. КУЛИКОВ, М. П. ПЕТРОВ, С. И. СТЕПАНОВ

(Ленинград)

МЕХАНИЗМЫ СТАРЕНИЯ ОБЪЕМНЫХ ГОЛОГРАММ В $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$

Фоторефрактивные кристаллы LiNbO_3 , как чистые, так и допированные, широко исследуются в последнее время в качестве объемных сред для голографической записи информации [1]. По сравнению с другими объемными фоточувствительными средами фоторефрактивные кристаллы обладают рядом характерных особенностей, в частности возможностью электрического управления условиями дифракции [2], а также возможностью наблюдения эффективной анизотропной дифракции [3]. Перечисленные преимущества позволяют существенным образом расширить функциональные возможности объемных сред в голографических системах хранения и обработки оптической информации. Однако в настоящее время существует ряд серьезных нерешенных проблем, препятствующих практическому внедрению рассматриваемых кристаллов, и в первую очередь проблема деградации записанной голограммы, как спонтанной (в темноте или на свету), так и под действием считывающего излучения. Например, темновое время хранения голограммы в номинально чистых или умеренно допированных Fe образцах LiNbO_3 составляет 1—3 мес [4] и с увеличением уровня допирования уменьшается до нескольких дней [5].

Экспериментально установлено также, что процедура термического фиксирования [6] позволяет увеличить время хранения голограмм на свету до нескольких лет и решить проблему деградации голограммы под действием считывающего излучения. Однако какой-либо последовательный анализ указанных проблем в литературе отсутствует. Цель настоящей работы — рассмотрение круга указанных явлений на примере $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ для оценки предельных возможностей кристаллов и выбора оптимальных режимов работы объемных голографических элементов на их основе.

В результате экспериментов, подтвердивших основные выводы теоретического анализа, впервые оценены абсолютные значения концентраций примесных центров, ответственных за фотовольтаический эффект, а также ионных примесей, обуславливающих термическое фиксирование в LiNbO_3 .

Теоретический анализ. При теоретическом анализе ограничимся учетом только двух каналов перераспределения заряда по объему кристал-

ла: а) перенос заряда электронами, термически или фотоиндуцированными с донорных примесей Fe^{2+} в зону проводимости (с этим механизмом связана амплитуда Δn_1 , обусловленной перераспределением электронов на примесных центрах Fe^{2+} , Fe^{3+} (последние, оставаясь неподвижными, претерпевают при этом взаимные превращения: $Fe^{2+} \rightleftharpoons Fe^{3+}$), и «ионной» решеткой заряда с амплитудой Δn_2 , вызванной пространственным перемещением ионных примесей второго типа, пренебрегая зарядом электронов в зоне проводимости. Наблюдаемая амплитуда дифракционной решетки будет в этом случае пропорциональна амплитуде суммарной решетки заряда $\Delta n = \Delta n_1 + \Delta n_2$.

Случай темновой релаксации голограмм. Для малых амплитуд модуляции $\Delta n_1/n_1$; $\Delta n_2/n_2 \ll 1$ уравнения сохранения заряда для указанных решеток имеют вид

$$\begin{cases} \frac{\partial \Delta n_1}{\partial t} = -A \left[K^2 D_1 \Delta n_1 + \mu_1 n_1 \frac{e}{\epsilon_0 \epsilon} (\Delta n_1 + \Delta n_2) \right]; \\ \frac{\partial \Delta n_2}{\partial t} = - \left[K^2 D_2 \Delta n_2 + \mu_2 n_2 \frac{e}{\epsilon_0 \epsilon} (\Delta n_1 + \Delta n_2) \right], \end{cases} \quad (1)$$

здесь n_2 , D_2 , μ_2 — средняя концентрация, коэффициент диффузии и подвижность ионных примесей; n_1 — средняя концентрация донорных примесей Fe^{2+} ; A — равновесное значение отношения концентрации термически индуцированных электронов в зоне проводимости к концентрации донорных примесей; D_1 , μ_1 — коэффициент диффузии и подвижность электронов в зоне проводимости; e — заряд электрона, а $\epsilon_0 \epsilon$ — статическая диэлектрическая проницаемость кристалла. Систему уравнений (1) целесообразно переписать в виде

$$\begin{cases} \frac{\partial \Delta n_1}{\partial t} = -\omega_1 [\Delta n_1 + (1 - \kappa_1) \Delta n_2]; \\ \frac{\partial \Delta n_2}{\partial t} = -\omega_2 [\Delta n_2 + (1 - \kappa_2) \Delta n_1], \end{cases} \quad (2)$$

где

$$\omega_i = A_i (K^2 D_i + (e/\epsilon_0 \epsilon) \mu_i n_i) \quad (3)$$

$$(A_1 = A; \quad A_2 = 1);$$

$$\kappa_i = \frac{K^2 D_i}{\frac{e}{\epsilon_0 \epsilon} \mu_i n_i + K^2 D_i}. \quad (4)$$

Параметры ω_i и κ_i имеют простой физический смысл: ω_i — характерная скорость релаксации, а κ_i — коэффициент ослабления исходного периодического распределения электрического поля голограммы в состоянии равновесия за счет соответствующего механизма релаксации.

Как будет показано ниже, в практически важных случаях $K^2 D_i \ll (e/\epsilon_0 \epsilon) \mu_i n_i$, поэтому в дальнейшем будем полагать

$$\begin{aligned} \omega_i &\approx A_i (e/\epsilon_0 \epsilon) \mu_i n_i; \\ \kappa_i &\approx \frac{K^2 D_i}{\frac{e}{\epsilon_0 \epsilon} \mu_i n_i} = \frac{K^2 (\epsilon_0 \epsilon) (kT)}{n_i e^2}, \end{aligned} \quad (5)$$

где k — постоянная Больцмана, а T — абсолютная температура, и проводить вычисления в линейном по κ_i приближении. При этом, решая уравнения для собственных частот релаксации системы (2):

$$\omega^2 + \omega(\omega_1 + \omega_2) + \omega_1\omega_2(\kappa_1 + \kappa_2) = 0, \quad (6)$$

получаем следующие характерные скорости релаксации:

$$\omega' \approx -(\omega_1 + \omega_2); \quad (7.1)$$

$$\omega'' \approx -\omega_1\omega_2(\kappa_1 + \kappa_2)/(\omega_1 + \omega_2), \quad (7.2)$$

соответствующие быстро- и медленнозатухающему собственным решениям (2) («быстрая» и «медленная» моды). В удобной для последующего использования матричной форме последние имеют вид

$$\begin{vmatrix} \Delta n_1 \\ \Delta n_2 \end{vmatrix}' = \begin{vmatrix} \frac{\omega_1}{\omega_2} \\ 1 \end{vmatrix}; \quad (8.1) \quad \begin{vmatrix} \Delta n_1 \\ \Delta n_2 \end{vmatrix}'' = \begin{vmatrix} \left(1 + \kappa_2 \frac{\omega_1}{\omega_2 + \omega_1}\right) \\ -\left(1 + \kappa_1 \frac{\omega_1}{\omega_2 + \omega_1}\right) \end{vmatrix}. \quad (8.2)$$

Проиллюстрируем полученные результаты на примере термического фиксирования голограммы в $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ [6]. Пусть в кристалле была записана исходная голограмма, т. е. $\Delta n_1|_{t=0} = \Delta n_0$, $\Delta n_2|_{t=0} = 0$. После этого кристалл быстро нагревают до температуры T_Φ (~ 120 – 200°C для LiNbO_3 [6]), при которой обеспечивается выполнение условия $\omega_1/\omega_2 \ll 1$. Принимая для простоты $\kappa_2 \gg \kappa_1 \omega_1/\omega_2$, получаем из (8.1), (8.2)

$$\begin{vmatrix} \Delta n_1 \\ \Delta n_2 \end{vmatrix}' \approx \begin{vmatrix} \frac{\omega_1}{\omega_2} \\ 1 \end{vmatrix}; \quad (9.1) \quad \begin{vmatrix} \Delta n_1 \\ \Delta n_2 \end{vmatrix}'' \approx \begin{vmatrix} 1 + \kappa_2 \\ -1 \end{vmatrix}, \quad (9.2)$$

а из (7.1), (7.2) — характерные скорости релаксации «быстрой» и «медленной» мод: $\omega' \approx \omega_2$, $\omega'' \approx \omega_1(\kappa_1 + \kappa_2)$. Разлагая исходное (при $t=0$) состояние $\Delta n_0 \begin{vmatrix} 1 \\ 0 \end{vmatrix}$ по собственным модам (9.1), (9.2), получаем выражение,

$$\begin{vmatrix} \Delta n_1 \\ \Delta n_2 \end{vmatrix} = \Delta n_0 \left(1 + \frac{\omega_1}{\omega_2} + \kappa_2\right)^{-1} \left[\begin{vmatrix} \frac{\omega_1}{\omega_2} \\ 1 \end{vmatrix} e^{-\omega_2 t} + \begin{vmatrix} 1 + \kappa_2 \\ -1 \end{vmatrix} e^{-\omega_1(\kappa_1 + \kappa_2)t} \right], \quad (10)$$

описывающее процессы, происходящие при термическом фиксировании голограммы. Последний процесс можно считать окончанным, когда амплитуда суммарной решетки $\Delta n' = \Delta n_0 e^{-\omega_2 t}$ в «быстрой» моде окажется существенно меньше амплитуды суммарной решетки «медленной» моды $\Delta n'' \approx \kappa_2 \Delta n_0$. Амплитуды «электронной» и «ионной» решеток в целом по кристаллу при этом оказываются противофазными по отношению друг к другу и практически равными по модулю Δn_0 .

Если продолжать выдерживать образец при повышенной температуре T_Φ , то оставшаяся зафиксированная «скрытая» голограмма будет уменьшаться по амплитуде с характерной скоростью затухания медленной моды $\omega'' \approx \omega_1(\kappa_1 + \kappa_2)$. При этом отношение амплитуд «электронной» и «ионной» решеток будет поддерживаться постоянным в соответствии с (9.2).

При невыполнении условия $\omega_1/\omega_2 \ll 1$ к моменту затухания «быстрой» моды (8.1) амплитуды Δn_1 и Δn_2 оказываются противоположными по знаку и равны:

$$\Delta n_1 \approx -\Delta n_2 \approx \frac{\Delta n_0}{1 + \frac{\omega_1}{\omega_2}}. \quad (11)$$

Как будет показано ниже, это приводит к соответствующему уменьшению эффективности голограммы после ее оптического проявления.

Случай релаксации голограммы при некогерентном освещении. В этом случае система уравнений, описывающих процессы релаксации, сохраняет свою прежнюю форму (2), (7), однако коэффициент ослабления и скорость релаксации, характеризующие «электронную» решетку, изменяются. В пренебрежении тепловой генерацией электронов в зону проводимости последние величины оказываются равными:

$$\kappa_1^* = \kappa_1 + i \frac{K}{e/\varepsilon_0 \varepsilon n_1} \frac{a\alpha}{\beta}; \quad (12.1)$$

$$\omega_1^* = \frac{\beta I_0}{\varepsilon_0 \varepsilon} + i K a \alpha I_0. \quad (12.2)$$

Здесь a — фотовольтаическая константа [1], β — константа фотопроводимости, α — коэффициент оптического поглощения, I_0 — интенсивность засветки, а i — мнимая величина.

Наибольший практический интерес представляют процессы оптического стирания голограмм, происходящие при комнатной температуре. Принимая во внимание условие $|\omega_1^*| \gg \omega_2$, выполняемое в $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ уже при сравнительно низких уровнях засветки, получаем выражения для собственных скоростей релаксации

$$\omega' \approx -\omega_1^*; \quad (13.1)$$

$$\omega'' \approx -\omega_2 (\kappa_1^* + \kappa_2) \quad (13.2)$$

и для соотношений амплитуд Δn_1 и Δn_2 в быстро и медленно релаксирующих модах —

$$\begin{vmatrix} \Delta n_1 \\ \Delta n_2 \end{vmatrix}' \approx \begin{vmatrix} 1 \\ 0 \end{vmatrix}; \quad (14.1) \quad \begin{vmatrix} \Delta n_1 \\ \Delta n_2 \end{vmatrix}'' \approx \begin{vmatrix} 1 \\ -(1 + \kappa_1^*) \end{vmatrix}. \quad (14.2)$$

Соотношения (13), (14) естественным образом описывают процесс некогерентного оптического стирания термически незафиксированных голограмм. Действительно, сразу после окончания процесса записи голограммы, происходящего при комнатной температуре, $\Delta n_2 = 0$. Поэтому в соответствии с (13.1), (14.1) при однородной некогерентной засветке решетка будет необратимо стираться с характерной скоростью релаксации $\text{Re } \omega_1^*$, сдвигаясь при этом как целое со скоростью $\text{Im } \omega_1^*$.

Если предварительно было проведено быстрое термическое фиксирование голограммы с последующим охлаждением образца в темноте до комнатной температуры, то, как указывалось выше, к началу оптического проявления голограммы амплитуды Δn_1 и Δn_2 оказываются противоположными по знаку и приблизительно равными по величине амплитуде исходной голограммы Δn_0 . Разлагая подобное состояние по собственным модам некогерентно освещаемого кристалла (14) и пренебрегая κ_1 по сравнению с 1, получаем следующее решение, описывающее стадию проявления зафиксированной голограммы:

$$\begin{vmatrix} \Delta n_1 \\ \Delta n_2 \end{vmatrix} \approx \Delta n_0 (1 + \kappa_1^*)^{-1} \left[\kappa_1^* \begin{vmatrix} 1 \\ 0 \end{vmatrix} e^{-\omega_1^* t} + \begin{vmatrix} 1 \\ -(1 + \kappa_1^*) \end{vmatrix} e^{-\omega_2 (\kappa_1^* + \kappa_2) t} \right]. \quad (15)$$

Процесс оптического проявления можно считать законченным, когда в (15) затухнет «быстрая» мода (14.1), т. е. через время порядка $2(\text{Re } \omega_1^*)^{-1}$. «Медленная» мода с суммарной амплитудой $\Delta n'' \approx -\Delta n_0 \kappa_1^*$, равномерно сдвигаясь по фазе относительно исходной записанной решетки с характерной скоростью $\omega_2 (\text{Im } \kappa_1^*)$, релаксирует к 0 со значительно меньшей скоростью $\omega_2 (\kappa_1 + \kappa_2)$.

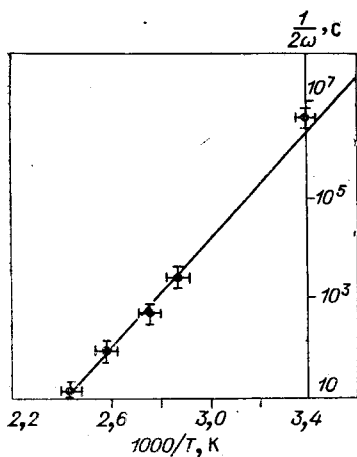


Рис. 1. Температурная зависимость постоянной времени термического фиксирования в $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ (0,01 вес. % по шихте).

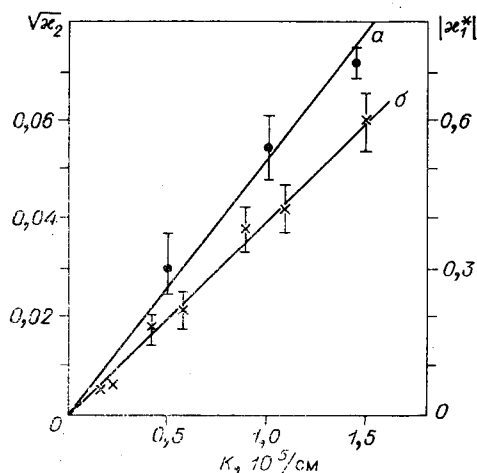


Рис. 2. Зависимость коэффициента ослабления голограммы от пространственной частоты решетки K :

a — после ее термического фиксирования при 130°C , $б$ — после оптического проявления при $\lambda=0,44$ мкм ($T=20^\circ\text{C}$). Кристаллы $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ (0,03 вес. % по шихте).

Таким образом, после проведения термического фиксирования амплитуда проявившейся части голограммы становится в $\text{Im } \kappa_1^*$ раз меньше амплитуды исходной фиксируемой голограммы. Однако оставшаяся проявленная часть оказывается не только невосприимчивой к внешней однородной засветке, но скорость ее спонтанной релаксации даже существенно меньше (поскольку, как правило, $\kappa_1 + \kappa_2 \ll 1$) и так сравнительно медленной скорости термического фиксирования голограмм при комнатной температуре.

Анализ экспериментальных результатов. K настоящему времени достаточно хорошо экспериментально исследованы скоростные характеристики процесса термического фиксирования в кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ [6]. Установлено, что дифракционная эффективность голограммы (как в допированных Fe, так и в номинально чистых образцах LiNbO_3 [8]) при повышенной температуре спадает экспоненциально со временем. Характерная скорость процесса существенно зависит от температур T_ϕ :

$$\omega_2 \approx C e^{-W_a/kT}, \quad (16)$$

где энергия активации $W_a \approx 1,1$ эВ. Типичная экспериментальная зависимость $\omega_2(T)$, полученная нами для исследуемых образцов $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$, представлена на рис. 1. Вычисленная из полученной зависимости константа C имеет величину порядка $1,5 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$.

Как было показано выше, дифракционная эффективность голограммы к моменту окончания ее фиксирования (перед проявлением) не исчезает полностью, а, достигнув величины $\eta' = \kappa_2^2 \eta_0$ от своего исходного значения η_0 , сохраняется на этом уровне сравнительно долгое время. Экспериментальная зависимость коэффициента ослабления голограммы ($T = 130^\circ\text{C}$) от пространственной частоты решетки K представлена на рис. 2, a . Следует отметить, что нами действительно наблюдалась не полностью скомпенсированная исходная фазовая голограмма, а не ее амплитудная часть, как это предполагалось в [6]. Последнее подтверждалось уменьшением интенсивности продифрагировавшего излучения примерно в 10 раз при переходе от необыкновенной к обыкновенной поляризации считывающего излучения, что является характерной особенностью анизотропных фазовых голограмм в LiNbO_3 при традицион-

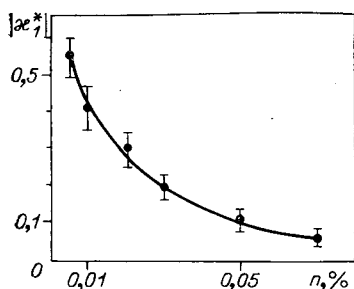


Рис. 3. Зависимость коэффициента ослабления голограммы после ее термического фиксирования и последующего проявления при $\lambda = 0,44$ мкм, $K = 6 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ от уровня допирования LiNbO_3 железом. (n — в вес. % по шихте).

При теоретическом анализе было также показано, что после некогерентного оптического проявления термически зафиксированной голограммы дифракционная эффективность последней не восстанавливается полностью. Коэффициент ослабления голограммы при этом равен $|\kappa_1^*|$ и в соответствии с (12.1) зависит как от величины концентрации донорных примесей, так и от пространственной частоты K . Экспериментальные зависимости коэффициента ослабления проявленной голограммы от уровня допирования кристалла железом n (в вес. % по шихте) и от K приведены на рис. 2, б, 3 соответственно. Наблюдаемая линейная зависимость коэффициента ослабления от пространственной частоты подтверждает правильность теоретического анализа также и на этапе проявления голограммы. Подстановка в соотношение (12) значения фотовольтаического поля $\alpha a/\beta = 50 \text{ кВ/см}$ (см. [1]), определенного из измерений фотовольтаического тока и фотопроводимости, позволяет оценить концентрацию донорных примесей $n_1 = 2 \cdot 10^{17} \text{ 1/см}^3$ (для кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Fe} \sim 0,03$ вес. %). Заметим, что последняя величина находится в хорошем соответствии с ожидаемой концентрацией примесей Fe^{2+} в кристаллах LiNbO_3 с данным уровнем допирования и оптического поглощения ($\alpha = 1,5 \text{ см}^{-1}$ при $\lambda = 0,44$ мкм) [9].

ВЫВОДЫ

С учетом приведенных выше результатов процессы старения объемных голограмм в кристаллах $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ могут быть кратко описаны следующим образом.

Пусть в кристалле записана голограмма с исходной дифракционной эффективностью η_0 . Если образец, находящийся при комнатной температуре, подвергается постоянной засветке, при которой можно пренебречь темновыми процессами релаксации, то записанная в нем голограмма необратимо стирается в соответствии с (12.2), (13.1), (14.1), как

$$\eta(t) = \eta_0 \exp \left\{ - \frac{2\beta \int_0^t I_0 dt}{\varepsilon_0 \varepsilon} \right\}. \quad (17)$$

Здесь I_0 — эффективная плотность световой мощности, падающей на поверхность кристалла. Если же образец с записанной в нем голограммой хранится при комнатной температуре в темноте, то голограмма частично необратимо стирается (за счет темновой проводимости по донорным примесям), а частично фиксируется в соответствии с соотношением (11).

При этом в кристаллах с низким уровнем допирования ($n \leq 0,03\%$) происходит фиксирование голограммы за времена порядка трех месяцев с восстановлением исходной эффективности после оптического проявления. В кристаллах с высоким уровнем допирования ($n \geq 0,07\%$), наоборот, происходит практически полное необратимое стирание голограммы за несколько дней [5].

Если же голограмма была термически зафиксирована путем быстрого нагрева образца, то после проявления при комнатной температуре ее дифракционная эффективность оказывается меньше исходной в $|\operatorname{Im} \kappa_1^*|^2$ раз (12.1). Поскольку $\kappa_1^* \sim n_1^{-1}$, а чувствительность к записи исходной голограммы $S \sim n_1$, то чувствительность к записи термически фиксируемой голограммы оказывается слабо зависящей от уровня допирования и составляет для $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ (0,03%) величину порядка 0,5 см/Дж. Однако, несмотря на эффективное снижение чувствительности к записи, скорость релаксации проявленной голограммы в соответствии с (13.2) оказывается чрезвычайно низкой (порядка 2-3 лет для $n \approx 0,03\%$) и независящей от внешней засветки [6]. Более того, последнее позволяет в какой-то степени решить проблему фотоиндуцированного шума и искажения голограммы в процессе ее восстановления [7]. Действительно, поддерживая кристалл при постоянной некогерентной засветке, мы тем самым будем постоянно оптически «стирать» ненужные нам оптические повреждения кристалла, оставляя нетронутой зафиксированную часть голограммы.

В заключение заметим, что термически зафиксированная проявленная голограмма в темноте будет релаксировать с характерной скоростью затухания незафиксированной голограммы при любой концентрации допирующей примеси. Поэтому, поскольку при $n \leq 0,03\%$ будет происходить лишь повторное фиксирование, новое проявление голограммы не покажет заметного уменьшения дифракционной эффективности (по сравнению с первым проявлением). Для образцов с высоким уровнем допирования каждое новое проявление голограммы будет приводить к уменьшению дифракционной эффективности голограммы в $(1 - 2\operatorname{Im} \kappa_1^*)$ раз.

ЛИТЕРАТУРА

1. Von der Linde D., Glass A. M. Photorefractive effects for reversible holographic storage of information.— *Appl. Phys.*, 1975, vol. 8, № 2, p. 85.
2. Камшилин А. А., Петров М. П., Степанов С. И., Хоменко А. В. Оптическая запись информации и особенности дифракции света в фоторефрактивных кристаллах.— *Автометрия*, 1978, № 5, с. 16.
3. Степанов С. И., Камшилин А. А., Петров М. П. Особенности голографической записи в двупреломляющих электрооптических кристаллах.— В кн.: *Материалы IX Всесоюзной школы по голографии*. Л., изд. ЛИЯФ, 1977, с. 365.
4. Amodei J. J., Staebler D. L. Holographic recording in lithium niobate.— *RCA Rev.*, 1972, vol. 33, № 2, p. 71.
5. Суханов В. И., Ащеулов Ю. В., Пятников А. Е., Мамонтов И. Я. Исследование динамики процесса записи голограмм на кристаллах ниобата лития.— В кн.: *Оптическая голография и ее применения*. Л., Наука, 1977, с. 13.
6. Staebler D. L., Burke W. J., Phillips W., Amodei J. J. Multiple storage and erasure of fixed holograms in Fe-doped LiNbO_3 .— *Appl. Phys. Lett.*, 1975, vol. 26, № 4, p. 182.
7. Bollmann W., Stöhr H. J. Incorporation and mobility of OH^{-1} ions in LiNbO_3 crystals.— *Phys. Stat. Sol. (a)*, 1977, vol. 39, p. 477.
8. Amodei J. J., Staebler D. L. Holographic pattern fixing in electrooptic crystals.— *Appl. Phys. Lett.*, 1971, vol. 18, № 12, p. 540.
9. Shah R. R., Kim D. M., Rabson T. A., Tittel F. K. Characterization of iron-doped lithium niobate for holographic storage applications.— *J. Appl. Phys.*, 1976, vol. 47, № 12, p. 5424.

Поступила в редакцию
20 апреля 1979 г.