

ния дрейфа ( $KD \ll v$ , кривая 2) эффективность дифракции содержит сильные осцилляции и время образования голограммы превышает длительность светового импульса. При «включении» диффузионного механизма ( $KD/v = 1/2$ , кривая 3) амплитуда осцилляций и время записи голограммы уменьшаются. В случае преобладания диффузионного механизма ( $KD/v = 2$ , кривая 4) осцилляций нет, а время образования фазовой голограммы определяется длительностью светового импульса.

Работа проведена в Институте физики полупроводников СО АН СССР совместно с Новосибирским государственным университетом.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. F. S. Chen. Optically induced change of refractive indices in  $\text{LiNbO}_3$  and  $\text{LiTaO}_3$ .— "J. Appl. Phys.", 1969, vol. 40, p. 3389.
2. J. J. Amodei. Electron diffusion effects during hologram recording in crystals.— "Appl. Phys. Lett.", 1971, vol. 18, p. 22.
3. Е. Р. Мустель, В. Н. Парыгин. Методы модуляции и сканирования света. М., «Наука», 1970.
4. H. Kogelnik. Coupled wave theory for thick hologram gratings.— "Bell Syst. Techn. J.", 1969, vol. 48, p. 2909.

Поступила в редакцию 4 февраля 1976 г.

УДК 772 : 773

И. Б. БАРКАН, Е. В. ПЕСТРЯКОВ, М. В. ЭНТИН  
(Новосибирск)

#### ИССЛЕДОВАНИЕ ИМПУЛЬСНОЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ЗАПИСИ В МОНОКРИСТАЛЛЕ $\text{LiNbO}_3$ С ПРИМЕСЬЮ Fe

В последнее время появились работы [1, 2], посвященные импульсной записи фазовых голограмм в кристаллах  $\text{LiNbO}_3$ , легированных железом. В этих работах величина эффективности дифракции измерялась после завершения процесса записи. В то же время по данным авторов [3] существуют быстрые компоненты релаксации ( $\sim 1$  мкс) оптической неоднородности, наведенной импульсным лазером в кристалле  $\text{LiNbO}_3$ .

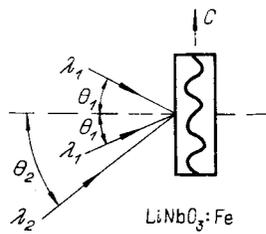


Рис. 1. Оптическая схема эксперимента.

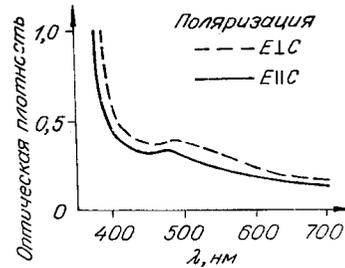


Рис. 2. Зависимость оптической плотности монокристалла  $\text{LiNbO}_3$  с примесью Fe (0,07 вес. %) от длины волны (толщина образца 0,075 см).

В настоящей работе, проведенной в Институте физики полупроводников СО АН СССР совместно с Новосибирским государственным университетом, исследуется импульсная голографическая запись и стирание фазовой голограммы в монокристалле  $\text{LiNbO}_3$  с примесью 0,07 вес. % Fe. Сравняются различные механизмы образования фазовой голограммы в условиях данного эксперимента.

Голографическую запись в сегнетоэлектрических кристаллах можно объяснить модуляцией коэффициента преломления полем пространственного заряда посредством электрооптического эффекта [4]. Возникновение пространственно-неоднородного заряда связано с перераспределением фотовозбужденных электронов между примесными центрами. Такое перераспределение может быть вызвано внутренними полями кристалла [4], диффузией [5], пирозлектрическим эффектом [4] и фотовольтаическим эффектом [6].

Образцы  $\text{LiNbO}_3$  представляли собой отожженные в кислороде ( $800^\circ\text{C}$ ) полированные пластинки толщиной 0,075 см. Голограммы записывались излучением второй гармоники неодимового лазера (длительность импульса 15 и 25 нс, длина волны  $\lambda_1 = 530$  нм). Записывающее излучение расщеплялось на объектный и опорный лучи одинаковой интенсивности. Лучи пересекались под углом  $2\theta_1 = 15^\circ$  (рис. 1). Поляризация записывающих лучей была перпендикулярна плоскости распространения лучей и оптической оси C кристалла (условие максимального поглощения). Распределение интенсивности излучения в кристалле имело вид  $I = I_0(t) (1 + \cos Kz)$ ,  $K = (4\pi/\lambda_1) \sin \theta_1 = 3,1 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$  (координатная ось z параллельна оси C кристалла).

Для измерения эффективности дифракции использовалось излучение He-Ne лазера ( $\lambda_2 = 633$  нм), поляризованное параллельно оси C (условие наименьшего поглощения). Экспериментально полученная зависимость оптической плотности образца  $\text{LiNbO}_3$  с примесью Fe от длины волны для выбранных поляризаций показана на рис. 2. Эффективность дифракции фазовой голограммы  $\eta$  и амплитуда изменения коэффициента преломления для необыкновенной волны  $\Delta n_e$  связаны соотношением [7]

$$\eta = \sin^2 [(\pi \Delta n_e d) / (\lambda_2 \cos \theta_2)], \quad (1)$$

где  $d$  — толщина образца,  $\theta_2$  — угол Брэгга, соответствующий длине волны  $\lambda_2$ . Благодаря электрооптическому эффекту, поле пространственно-неоднородного заряда приводит к изменению коэффициента преломления [8]

$$\Delta n_e = -\frac{1}{2} n_e^3 r_{33} E_{\text{пр}}. \quad (2)$$

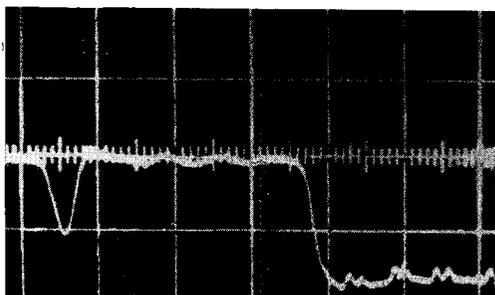


Рис. 3. Временная зависимость интенсивности записывающего (сигнал слева) и дифрагирован-

Здесь  $n_e = 2,2$  — коэффициент преломления для необыкновенной волны,  $r_{33} = 3 \cdot 10^{-9}$  см/В — соответствующая компонента электрооптического тензора,  $E_{пр}$  — амплитуда поля пространственного заряда. По известной величине  $E_{пр}$  находим среднюю амплитуду фототока  $\bar{J}$ , возникающего в кристалле во время действия лазерного импульса,

Основываясь на экспериментальных результатах, можно сделать следующие выводы:

1. Фоторефракционный эффект возникает в момент начала действия светового импульса (погрешность измерения  $< 5 \cdot 10^{-9}$  с). Начальный участок образования фазовой голограммы, записываемой импульсным излучением (530 нм) в монокристалле  $\text{LiNbO}_3$ , показан на рис. 3.

2. Отсутствует порог в образовании фоторефракционного эффекта при изменении энергии записывающего светового импульса от  $3 \cdot 10^{-3}$  до  $0,75$  Дж/см<sup>2</sup>.

3. В диапазоне от  $10^{-7}$  до  $10^2$  с не обнаружено релаксации величины дифракционной эффективности фазовой голограммы по окончании действия светового импульса. Существует лишь медленная компонента релаксации дифракционной эффективности  $\sim 10^4$  с, что позволяет проводить измерения (для данного кристалла) по окончании процесса голографической записи. Медленная компонента соответствует максвелловской релаксации пространственного заряда  $\epsilon/\sigma$ , где  $\sigma \sim 10^{-16}$  (Ом  $\times$  см)<sup>-1</sup> — проводимость кристалла.

4. Величина дифракционной эффективности фазовой голограммы в  $\text{LiNbO}_3$  квадратично зависит от полной энергии светового импульса и пиковой мощности излучения (рис. 4). Полученная зависимость совпадает с результатами голографической записи при использовании лазера непрерывного действия [9].

Как видно из рис. 4, использованная в работе интенсивность лазерного излучения оказалась недостаточной для проявления двухфотонного фоторефракционного процесса [10], в котором дифракционная эффективность фазовой голограммы пропорциональна 4-й степени интенсивности лазерного излучения.

5. Голограмма, записанная одним лазерным импульсом с длительностью 25 нс и энергией  $0,33$  Дж/см<sup>2</sup>, имела эффективность дифрак-

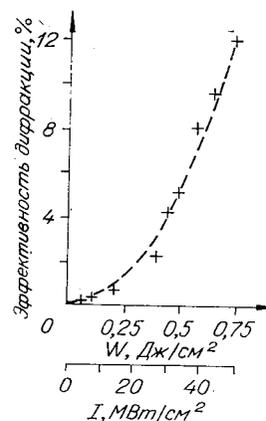


Рис. 4. Зависимость дифракционной эффективности фазовой голограммы в  $\text{LiNbO}_3$  с примесью Fe (0,07 вес. %) от полной энергии и пиковой мощности записывающего лазерного импульса (530 нм, 15 нс), измеренная на длине волны 633 нм.

\* Все константы, приведенные в работе, — литературные данные.

ции 2%. Из (1)–(3) получаем  $E_{\text{пр}} = 2,4 \times 10^3$  В/см,  $\bar{J} = 0,25$  А/см<sup>2</sup>. Стирание голограммы производилось однородным освещением кристалла тем же излучением, которое использовалось при записи. Возникавшая при этом фотопроводимость  $\sigma_c$  уменьшала поле  $E_{\text{пр}}$ . Оказалось, что чувствительность кристалла к стиранию в 10 раз ниже, чем к записи. Поле пространственного заряда зависит от энергии стирающего излучения следующим образом (рис. 5):

$$E_{\text{пр}} = E_{\text{пр}}(0) \exp(-W/W_1), \quad (4)$$

где  $W_1 = \epsilon I_0 / \sigma_c$ . Учитывая, что  $W_1 = 6$  Дж/см<sup>2</sup> и  $I_0 = 1,3 \cdot 10^7$  Вт/см<sup>2</sup>, получаем оценку для  $\sigma_c = 5,6 \times 10^{-6}$  (Ом·см)<sup>-1</sup>. Поскольку интенсивность света при записи и стирании одинакова, соответствующие характерные фотопроводимости  $\sigma_a$  и  $\sigma_c$  совпадают, а максвелловское время  $\tau_a = \epsilon / \sigma_a = 460$  нс.

Оценим влияние различных механизмов образования фазовой голограммы в условиях данного эксперимента (см. п. 5).

В слабопроводящих пироэлектриках могут существовать внутренние поля, связанные, например, с поверхностными зарядами. Для устранения внутренних полей образец выдерживался в темноте при постоянной температуре в течение времени, большего, чем максвелловское ( $\epsilon / \sigma \sim 10^4$  с). Согласно работе [5], эффективное диффузионное поле  $E_{\text{диф}}^* = \frac{kT}{e} K$ , где  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура кристалла,  $e$  — заряд электрона,  $K$  — волновой вектор записываемой решетки. Учитывая, что  $T = 300^\circ\text{K}$ , получаем  $E_{\text{диф}}^* \approx 800$  В/см. Таким образом, в условиях данного эксперимента эффективность дифракции фазовой решетки, обусловленной диффузионным механизмом, оказывается равной 0,22%, что почти на порядок меньше наблюдаемой.

Оценим влияние пироэффекта. В результате поглощения света в кристалле возникает тепловая решетка  $\Delta T(z, t) = \Delta T_0(t) (1 + \cos Kz)$ , приводящая к образованию неоднородного пироэлектрического поля с амплитудой

$$E_{\text{пир}} = |\gamma| \cdot (\Delta T_0(t)) / \epsilon,$$

где  $|\gamma| = 4 \cdot 10^{-9} \frac{\text{К}}{\text{см}^2 \cdot \text{град}}$  — пироэлектрический коэффициент. Фотовозбужденные электроны дрейфуют в этом пирополе и, захваченные ловушками, образуют пространственный заряд, приводящий к стационарной фазовой голограмме. На этот процесс влияет как неоднородная компонента фотопроводимости, так и неоднородная компонента пирополя. Время релаксации тепловой решетки  $\tau_T = (aK^2)^{-1} = 80$  нс ( $a = 0,013$  см<sup>2</sup>/с — коэффициент температуропроводности кристалла) больше, чем длительность светового импульса. Поэтому

$$\Delta T_0 = C^{-1} \rho^{-1} \alpha \int_0^t I_0 dt,$$

где  $C = 0,66 \frac{\text{Дж}}{\text{г} \cdot \text{град}}$ ,  $\rho = 4,64$  г/см<sup>3</sup>,  $\alpha = 7,5$  см<sup>-1</sup> — коэффициенты теплоемкости, плотности и поглощения ( $\lambda_1 = 530$  нм) кристалла соответствен-

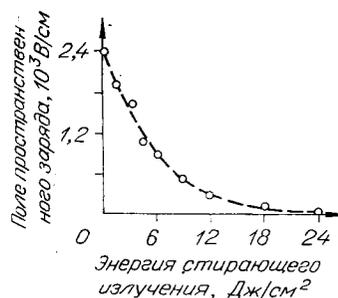


Рис. 5. Зависимость поля пространственного заряда, вызывающего фазовую голограмму, от энергии стирающего излучения (530 нм, 25 нс).

но. Тогда поле пространственного заряда, вызывающее стационарную фазовую голограмму,

$$E_{\text{пр}} = \frac{1}{\epsilon} \int_0^{\infty} E_{\text{пир}}(t) \sigma_z(t) dt \leq (E_{\text{пир}})_{\text{max}} \frac{\tau}{\tau_3}.$$

Подставляя  $(\Delta T_0)_{\text{max}} = 0,8^\circ$ , находим  $(E_{\text{пир}})_{\text{max}} = 1,2 \cdot 10^3$  В/см,  $E_{\text{пр}} \approx 60$  В/см. Отсюда эффективность дифракции фазовой голограммы, обусловленной пьезоэлектрическим эффектом, в данном эксперименте равна 0,0012%, что на 3 порядка меньше наблюдаемой.

В работе [6] был обнаружен фотовольтаический эффект, заключающийся в том, что при отсутствии внешнего электрического поля в кристалле  $\text{LiNbO}_3$  под действием света интенсивности  $I$  возникает ток  $J$  вдоль оптической оси  $S$ . При этом  $J = K_1 \alpha I$ , где  $\alpha$  — коэффициент поглощения кристалла,  $k_1 = 3 \cdot 10^{-9} \frac{\text{A} \cdot \text{cm}}{\text{Вт}}$  для  $\text{LiNbO}_3$  с примесью железа при использовании аргонового лазера (515 нм).

Используя значения параметров нашего эксперимента, находим  $k_1 = \frac{J}{\alpha I_0} = 2,6 \cdot 10^{-9} \frac{\text{A} \cdot \text{cm}}{\text{Вт}}$ , что хорошо согласуется с результатами работы [6].

Таким образом, фотовольтаический эффект является наиболее вероятной причиной, обуславливающей запись голограммы в условиях данного эксперимента.

Авторы благодарны В. Х. Саркисову и К. Г. Белабаеву за предоставленные кристаллы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. T. K. Gaylord, T. A. Rabson, F. K. Tittel, C. R. Quick. Pulsed writing of solid state holograms.— "Appl. Opt.", 1973, vol. 12, p. 414.
2. Pradeep Shan, T. A. Rabson, F. K. Tittel, T. K. Gaylord. Volume holographic recording and storage in Fe-doped  $\text{LiNbO}_3$  using optical pulses.— "Appl. Phys. Lett.", 1974, vol. 24, p. 130.
3. А. С. Нечаев, В. А. Пашков, Н. М. Соловьева. Исследование наведенной неоднородности показателя преломления в кристалле под действием лазерного излучения.— Тезисы докладов VI Всесоюзной конференции по нелинейной оптике. Минск, Изд. БФАН БССР, 1972, с. 53.
4. F. S. Chen. Optically induced change of refractive indices in  $\text{LiNbO}_3$  and  $\text{LiTaO}_3$ .— "J. Appl. Phys.", 1969, vol. 40, p. 3389.
5. J. J. Amodei. Electron diffusion effects during hologram recording in crystals.— "Appl. Phys. Lett.", 1971, vol. 18, p. 22.
6. A. M. Glass, D. von der Linde, T. J. Negran. High-voltage bulk photovoltaic effect and the photorefractive process in  $\text{LiNbO}_3$ .— "Appl. Phys. Lett.", 1974, vol. 25, p. 223.
7. H. Kogelnik. Coupled wave theory for thick hologram gratings.— "Bell Syst. Techn. J.", 1969, vol. 48, p. 2909.
8. Е. Р. Мустель, В. Н. Парыгин. Методы модуляции и сканирования света. М., «Наука», 1970.
9. W. Phillips, J. J. Amodei, D. L. Staebler. Optical and holographic storage properties of transition metal doped  $\text{LiNbO}_3$ .— "RCA Rev.", 1972, vol. 33, p. 94.
10. D. von der Linde, A. M. Glass, K. F. Rodgers. Multiphoton photorefractive processes for optical storage in  $\text{LiNbO}_3$ .— "Appl. Phys. Lett.", 1974, vol. 25, p. 155.

Поступила в редакцию 4 февраля 1976 г.