

Авторы считают приятным долгом поблагодарить коллег из Отдела синтеза Отделения физики сегнетоэлектриков НИИ ФТТ ЛГУ им. П. Стучки за предоставление образцов для исследования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Session 10. PLZT goggles.— *Ferroelectrics*, 1980, v. 27, p. 173—202.
2. Peercy P. S., Land C. E. Optical image storage in ion implanted PLZT ceramics.— *Nucl. Instr. and Meth.*, 1981, v. 182/183, p. 787—796.
3. Burns E., Dacol F. H. Crystalline ferroelectrics with glassy polarization behavior.— *Phys. Rev. B*, 1983, v. 28, N 5, p. 2527—2530.
4. Sternberg A. R., Fritsberg V. J., Shebanov L. A., Dobre A. J. Transparent ferroelectric ceramics: phase transitions and new materials.— *Ferroelectrics*, 1981, v. 34, N 3, p. 153—155.
5. Берга Н. В., Гаевский А. П., Гринвалде Г. Ж. и др. Влияние γ -облучения на диэлектрические и электрооптические свойства сегнетокерамики типа перовскита.— *Автометрия*, 1981, № 5, с. 20—27.
6. Sternberg A. R., Shebanov L. A., Kapenieks A. E. Influence of irradiation and permanent magnetic field on physical properties of PLZT and PSN transparent ferroelectric ceramics.— *Ferroelectrics Lett.*, 1984, v. 2, p. 5—8.
7. Рубулис А. Н., Штернберг А. Р., Гринвалде Г. Ж. и др. Исследование влияния радиации на физические свойства сегнетокерамики ЦТСЛ, СНС и твердых растворов $(\text{Ba}, \text{Sr})\text{TiO}_3$.— В кн.: Фазовые переходы и сопутствующие им явления в сегнетоэлектриках. Рига: ЛатГУ, 1984, с. 107—121.
8. Лайнс М., Гласс А. Сегнетоэлектрики и родственные им материалы.— М.: Мир, 1981.
9. 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: ЛатГУ, 1978, с. 43—64.
10. Круминь А. Э. Прозрачная сегнетокерамика в качестве объекта физических исследований, оптические и электронные свойства.— В кн.: Фазовые переходы и сопутствующие им явления в сегнетоэлектриках. Рига: ЛатГУ, 1984, с. 3—62.
11. Соловьев В. Н., Хрисанов В. А. К теории диффузионных процессов в неупорядоченных конденсированных средах.— *ФТТ*, 1984, т. 26, вып. 8, с. 2399—2404.
12. 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, v. 61, p. 653—664.
13. Chen Chili, Setter N., Cross L. E. Diffuse ferroelectric phase transition and cation order in the solid solution system $\text{Pb}(\text{Sc}_{1/2}\text{Nb}_{1/2})\text{O}_3$: $\text{Pb}(\text{Sc}_{1/2}\text{Ta}_{1/2})\text{O}_3$.— *Ferroelectrics*, 1981, v. 17, p. 619—622.
14. Bokov A. A., Raevskii I. P., Prokopalo O. I. Phase transitions and electric properties of $\text{Pb}_2\text{InNbO}_6$ and $\text{Pb}_2\text{ScNbO}_6$ crystals with differing degree of ion ordering in the sites of the crystalline lattice.— *Ferroelectrics*, 1984, v. 54, p. 241—244.

Поступила в редакцию 15 сентября 1985 г.

УДК 535.44 : 215.6

А. А. ИЗВАНОВ, А. Е. МАНДЕЛЬ,
Н. Д. ХАТЬКОВ, С. М. ШАНДАРОВ
(Томск)

ВЛИЯНИЕ ПЬЕЗОЭФФЕКТА НА ПРОЦЕССЫ ЗАПИСИ И ВОССТАНОВЛЕНИЯ ГОЛОГРАММ В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Введение. Исследование записи голограмм в фоторефрактивных кристаллах позволяет определить материальные константы вещества, в частности компоненты фотovoltaического тензора $\hat{\beta}$ [1—3]. При этом представляют интерес и эксперименты, когда вектор голографической

решетки \mathbf{K}_p не совпадает с кристаллофизическими осями [2, 3]. Для количественного описания процессов записи и восстановления голограмм в таких случаях необходимо учесть анизотропию физических свойств среды, в том числе и анизотропию пьезоэлектрического эффекта.

Как известно, в фоторефрактивных кристаллах, являющихся сильными пьезоэлектриками (LiNbO_3 , LiTaO_3 и др.), наведенные электрические поля $\mathbf{E}(x, y, z)$ сопровождаются значительными статическими упругими деформациями $\hat{U}(x, y, z)$ [4]. Даваемый ими дополнительный вклад в наведенную электрическую индукцию среды $\mathbf{D}(x, y, z)$, как будет показано ниже, может быть сравним с «чисто электрической» частью $\hat{\epsilon}^U \mathbf{E}$ ($\hat{\epsilon}^U$ — тензор статической диэлектрической проницаемости кристалла, измеренный при постоянных деформациях \hat{U}). Необходимо учитывать также вклад упругих деформаций в модуляцию высокочастотной диэлектрической проницаемости среды $\hat{\epsilon}$, обусловленный фотоупругим эффектом.

Влияние пьезоэффекта на кинетику формирования голограмм. Рассмотрим запись решетки с произвольно ориентированным относительно кристаллофизических осей вектором $\mathbf{K}_p = \mathbf{K}_2 - \mathbf{K}_1$ и образованной в результате взаимодействия опорной и предметной плоских световых волн с волновыми векторами \mathbf{K}_1 и \mathbf{K}_2 . Для простоты пренебрегаем обратным влиянием решетки на записывающие пучки, изменением амплитуд световых волн вследствие поглощения при распространении в кристалле, антисимметричной частью тензора $\hat{\beta}$ и диффузионным током. Будем считать, что наведенные поля \mathbf{E} и \hat{U} во времени изменяются медленно и удовлетворяют уравнениям электростатики и эластостатики [5]:

$$\text{rot } \mathbf{E} = 0; \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j} T_{ij} = 0. \quad (2)$$

Здесь T_{ij} — компоненты тензора упругих напряжений, связь которого с упругими деформациями U_{kl} и полем \mathbf{E} задается уравнениями состояния пьезокристалла:

$$T_{ij} = c_{ijkl}^E U_{kl} - e_{mij} E_m; \quad (3)$$

$$D_n = e_{nkl} U_{kl} + \hat{\epsilon}_{nm}^U E_m, \quad (4)$$

де c_{ijkl}^E , e_{mij} — компоненты тензоров модулей упругости и пьезоэлектрических констант соответственно; D_n — компоненты вектора \mathbf{D} .

Из уравнения (1) легко показать, что для рассматриваемой одномерной задачи векторы \mathbf{E} и \mathbf{K}_p по направлению совпадают. Вводя координату η вдоль \mathbf{K}_p , от которой и будут зависеть все величины, из уравнений (2) и (3) найдем после некоторых преобразований связь упругих смещений U_k с полем \mathbf{E} :

$$\frac{\partial U_k}{\partial \eta} = \gamma_{ki} (e_{mij} n_j n_m) E + A_k, \quad (5)$$

где γ_{ki} — компоненты тензора, обратного к $\Gamma_{ik} = (c_{ijkl}^E n_j n_l)$; n_j — направляющие косинусы вектора \mathbf{K}_p ; E — модуль вектора \mathbf{E} ; A_k — компоненты не зависящего от координат вектора \mathbf{A} , который может быть определен из граничных условий.

Используя (4) и (5), из уравнения непрерывности получим выражение для напряженности наведенного поля $\mathbf{E}(x, y, z, t)$:

$$E_n(x, y, z, t) = \frac{n_n}{\sigma'} [(\delta_{\Phi k}^0 n_k) + (\delta_{\Phi k}^m n_k) \cos(\mathbf{K}_p \mathbf{r})] \left[\exp\left(-\frac{\sigma'}{\epsilon'} t\right) - 1 \right] + f(t). \quad (6)$$

Здесь $\delta_{\Phi k}^0 = \beta_{klr} (\tilde{E}_l^{1m} \tilde{E}_r^{1m*} + \tilde{E}_l^{2m} \tilde{E}_r^{2m*})$ — постоянная составляющая, а $\delta_{\Phi k}^m = \beta_{klr} (\tilde{E}_l^{1m} \tilde{E}_r^{2m*} + \tilde{E}_l^{2m} \tilde{E}_r^{1m*})$ — амплитуда пространственно осциллиру-

ющей части фотовольтаического тока δ_ϕ [6]; $\sigma' = (\sigma_{nk} n_n n_k)$ — эффективная проводимость кристалла в направлении вектора решетки K_p ; \tilde{E}_i^{1m} , \tilde{E}_i^{2m} — амплитудные значения компонент векторов напряженности электрического поля взаимодействующих световых волн. Функция $f(t)$ в (6) не зависит от координат и может быть найдена из граничных условий. Эффективная статическая диэлектрическая проницаемость среды ϵ' в (6) равна

$$\epsilon' = \epsilon^u \left[1 + \frac{(e_{nkl} n_l n_n) \gamma_{ki} (e_{mij} n_j n_m)}{\epsilon^u} \right], \quad (7)$$

где $\epsilon^u = (\epsilon_{mn}^u n_m n_n)$ — эффективная статическая диэлектрическая проницаемость без учета пьезоэффекта. Сравнение выражений (6) и (7) с результатами других работ (см., например, [1—3, 7]) показывает, что пьезоэффект приводит к изменению времени максвелловской релаксации $\tau_m = \epsilon'/\sigma'$.

Вклад пьезоэлектрического и фотоупругого эффектов в модуляцию ϵ
 Вследствие фотоупругого эффекта упругие деформации \hat{U} изменяют глубину модуляции высокочастотной диэлектрической проницаемости кристалла ϵ наведенным полем E . Рассматривая совместное действие на среду полей E и \hat{U} и используя соотношение (5), легко показать, что вклад упругих деформаций в пространственную модуляцию ϵ можно учесть введением эффективных электрооптических постоянных r'_{mnp} :

$$r'_{mnp} = r_{mnp}^u + p_{mnkl}^E \gamma_{ki} e_{pij} n_j, \quad (8)$$

где r_{mnp}^u и p_{mnkl}^E — компоненты электрооптического и фотоупругого тензоров, измеренные при постоянных \hat{U} и \hat{E} соответственно. При этом амплитуда модуляции тензора высокочастотной диэлектрической проницаемости кристалла ΔB_{mn} определяется выражением

$$\Delta B_{mn} = (r'_{mnp} n_p) E_0 = \Delta B_{mn}^{so} + \Delta B_{mn}^\phi. \quad (9)$$

Здесь $\Delta B_{mn}^{so} = (r_{mnp} n_p) E_0$ характеризует вклад в ΔB_{mn} электрооптического, а $\Delta B_{mn}^\phi = p_{mnkl}^E \gamma_{ki} e_{pij} n_j n_l E_0$ — пьезоэлектрического и фотоупругого эффектов; E_0 — амплитуда напряженности электрического поля наведенной решетки.

Результаты численных расчетов. Численные расчеты некоторых угловых зависимостей величин ϵ' , ϵ^u , ΔB_{mn} и ΔB_{mn}^{so} проделаны для ниобата лития по материальным константам, приведенным в [8, 9]. Ориентация вектора K_p относительно кристаллофизических осей задавалась сферическими координатами Θ и ϕ , амплитуда поля решетки E_0 считалась единичной. Зависимости эффективных диэлектрических проницаемостей ϵ' и ϵ^u от угла Θ при $\phi = 90^\circ$ (K_p лежит в плоскости YZ кристалла) представлены на рис. 1. Характерно, что кривая $\epsilon'(\Theta)$ несимметрична относительно оси Y в отличие от аналогичной зависимости для $\epsilon^u(\Theta)$. Если $K_p \parallel OZ$ ($\Theta = 0^\circ$), то обусловленный пьезоэффектом вклад в ϵ' невелик и им можно пренебречь. Однако при $\Theta \sim 90^\circ$ ϵ' превосходит ϵ^u в 1,7 раза.

На рис. 2 приведено несколько зависимостей $|\Delta B_{mn}(\Theta)|$ и $|\Delta B_{mn}^{so}(\Theta)|$ для $\phi = 90^\circ$. Сравнение соответствующих друг другу кри-

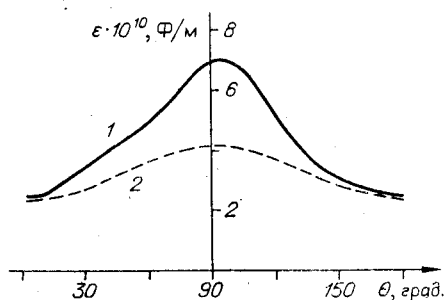


Рис. 1. Зависимости эффективных диэлектрических проницаемостей ϵ' (1) и ϵ^u (2) от угла Θ между вектором решетки K_p и осью Z кристалла LiNbO_3 .

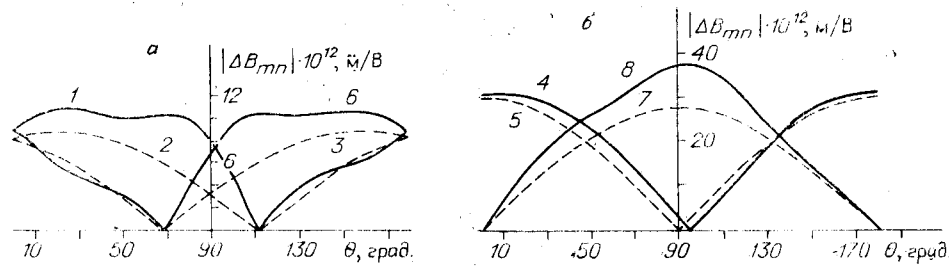


Рис. 2. Угловые зависимости $|\Delta B_{mn}|$ и $|\Delta B_{mn}^0|$ для плоскости YZ кристалла LiNbO_3 :
 1 — $|\Delta B_{22}|$, 2 — $|\Delta B_{22}^0|$, 3 — $|\Delta B_{11}^0|$, 4 — $|\Delta B_{33}|$, 5 — $|\Delta B_{33}^0|$, 6 — $|\Delta B_{11}|$, 7 — $|\Delta B_{23}^0|$,
 8 — $|\Delta B_{23}|$.

вых $|\Delta B_{mn}(\Theta)|$ и $|\Delta B_{mn}^0(\Theta)|$ показывает, что совместное действие пьезоэлектрического и фотоупругого эффектов (вторичный эффект) в кристалле ниобата лития может приводить к заметному вкладу в модуляцию его оптических свойств электрическим полем голографической решетки. Например, $|\Delta B_{22}|$ более чем в 2 раза превосходит $|\Delta B_{22}^0|$ (кривые 1 и 2) при $\Theta = 90^\circ$ (для $\mathbf{K}_p \parallel OY$). Отметим также, что при $\mathbf{K}_p \parallel OY$ $|\Delta B_{33}^0| = 0$ и пространственные изменения ΔB_{33} могут быть обусловлены только вторичным эффектом (кривые 4 и 5). Вторичный эффект имеет более сложную зависимость от угла Θ , чем чисто электрооптический. В частности, если кривые $|\Delta B_{33}^0(\Theta)|$ и $|\Delta B_{23}^0(\Theta)|$ симметричны относительно оси Z , то зависимости $|\Delta B_{33}(\Theta)|$ и $|\Delta B_{23}(\Theta)|$ такой симметрией не обладают.

В экспериментальных исследованиях анизотропии электрооптического эффекта удобно пользоваться методикой, изложенной в работе [10]. Она основана на измерении угловых зависимостей отношений эффективностей различных видов дифракции света на одной и той же голографической решетке. Можно показать, например, что для решеток с вектором \mathbf{K}_p , лежащим в плоскости YZ одноосного кристалла, удовлетворяющих условиям малости углов дифракции $|\mathbf{K}_p| \ll |\mathbf{K}_{1,2}|$ и $\eta_e, \eta_e \ll \ll 1$, отношение эффективностей дифракции η_e/η_0 при необыкновенной (е) и обыкновенной (о) поляризациях света определяется выражением

$$\sqrt{\frac{\eta_e}{\eta_0}} \approx \frac{n_e^3 \Delta B_{33}}{n_o^3 \Delta B_{22}}. \quad (10)$$

Результаты расчета величин $\sqrt{\frac{\eta_e}{\eta_0}}$ и $\sqrt{\frac{\eta_e^0}{\eta_0^0}}$ (в последней не учтен вклад вторичного эффекта) для плоскости YZ ниобата лития представлены на рис. 3.

Экспериментальные результаты. Нами экспериментально исследована зависимость $\sqrt{\eta_e/\eta_0}$ (см. рис. 3) на длине волны света $\lambda = 0,63$ мкм в кристалле $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ (0,03 вес. %). Точность ориентации вектора решетки \mathbf{K}_p при записи относительно плоскости YZ и по углу Θ составляла $\pm 1^\circ$, угол схождения предметного и опорного пучков α в кристалле равнялся $\sim 2^\circ$. Погрешность установки вектора поляризации считывающей световой волны не превышала $\pm 1^\circ$. Измерения интенсивности считывающего и дифрагированного на решетке света проводились с помощью фотоэлектронного умножителя, дифракционные эффективности η_0 и η_e не превосходили 5%.

Результаты эксперимента изображены точками на рис. 3. Хорошо видно, что экспериментальные точки гораздо лучше согласуются с зависимостью $\sqrt{\eta_e/\eta_0}$, чем с кривой $\sqrt{\frac{\eta_e^0}{\eta_0^0}}$. Некоторые расхождения теории

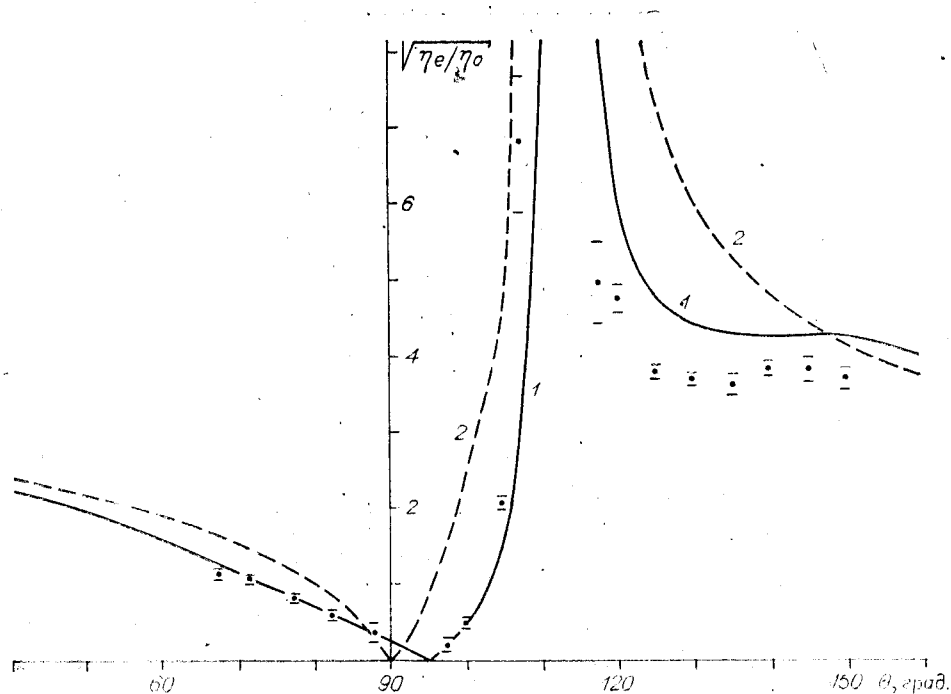


Рис. 3. Зависимости $\sqrt{\eta_e/\eta_o}$ (1) и $\sqrt{\eta_e^{90}/\eta_o^{90}}$ (2) от угла Θ для плоскости YZ кристалла LiNbO_3 .

с экспериментом связаны, по-видимому, с погрешностями измерений и с отличием использованных при расчетах материальных констант кристалла ниобата лития от реальных для исследованного образца.

Отметим, что аналогичные измерения отношения $\sqrt{\eta_e/\eta_o}$ и сравнение их с расчетами, не учитывающими пьезоэффект, проведены впервые в работе [10]. Однако нам представляется ошибочным вывод авторов о хорошем совпадении полученных в ней теоретических и экспериментальных результатов. По-видимому, обеспечиваемая в [10] точность установки вектора \mathbf{K}_p по углу Θ ($\pm 2^\circ$) и число экспериментальных точек в интервалах углов, где различия $\sqrt{\frac{\eta_e}{\eta_o}}$ и $\sqrt{\frac{\eta_e^{90}}{\eta_o^{90}}}$ максимальны, оказались недостаточными для наблюдения рассмотренного выше эффекта.

Заключение. Проведенные расчеты и экспериментальные исследования показывают, что при записи голограмм и их восстановлении в фоторефрактивных пьезокристаллах существенную роль играют упругие деформации, сопровождающие наведенные в среде электрические поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Одулов С. Г., Олейник О. И., Соскин М. С. Оптическая нелинейность чистых кристаллов ниобата лития и голографическая запись при низких температурах.— Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 34, № 7.
2. Одулов С. Г., Олейник О. И. Динамические голограммы в кристаллах LiNbO_3 , обусловленные поперечным фотогальваническим эффектом.— Квант. электроника, 1983, т. 10, № 7.
3. Дворяндин С. В., Хатьков Н. Д., Шандаров С. М. Исследование голографической записи в фоторефрактивном кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$.— В кн.: Высокоскоростная фотография и метрология быстропотекающих процессов: Тез. докл. II Всесоюз. науч.-техн. конф. М.: ВНИИОФИ, 1983.
4. Кузьминов Ю. С. Сегнетоэлектрические кристаллы для управления лазерным излучением.— М.: Наука, 1982.
5. Спротин Ю. И., Шаскольская М. П. Основы кристаллофизики.— М.: Наука, 1975.
6. Белиничер В. И., Стурман Б. И. Фотогальванический эффект в средах без центра инверсии.— УФН, 1980, т. 130, вып. 3.

7. Петров М. П., Степанов С. И., Хоменко А. В. Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации.— Л.: Наука, 1983.
8. Smith R. T., Welsh F. S. Temperature dependence of elastic, piezoelectric, and dielectric constants of lithium tantalate and lithium niobate.— J. Appl. Phys., 1971, v. 42, p. 2219.
9. Справочник по лазерам/Под ред. А. М. Прохорова. Т. 2.— М.: Сов. радио, 1978.
10. Пенчева Т. Г., Петров М. П., Степанов С. И. Дифракционная эффективность анизотропных голограмм в LiNbO_3 .— Автометрия, 1980, № 1.

Поступила в редакцию 19 декабря 1984 г.

УДК 535.783.087

И. М. ЕФИМЕНКО, И. С. ЗАХАРОВ, Ю. Ф. КАРГИН,
К. М. КИЧУТКИН, В. М. СКОРИКОВ

(Москва)

ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУР МДП — ЖК НА ОСНОВЕ СИЛИКАТА ВИСМУТА В ДИНАМИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ

Применение структур МДП — жидкий кристалл (ЖК) перспективно для обработки оптической информации из-за низких рабочих напряжений и высокой чувствительности [1, 2], но разрешающая способность их при использовании Si и GaAs не превышает 10—15 лин./мм. Использование нелегированных $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ и $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ позволило резко увеличить разрешение [3]. Однако такие структуры в статическом режиме работы имели низкую чувствительность к записываемому излучению, которая уменьшается в динамическом режиме.

В данной статье приведены результаты исследований модуляционных характеристик структур МДП — ЖК с повышенной по сравнению с нелегированным материалом чувствительностью за счет использования $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, легированного алюминием и фосфором и подвергнутого отжигу в атмосфере азота, при приложении импульсного и синусоидального напряжения. Характеристикой чувствительности служила величина контраста регистрируемого изображения тест-объекта в виде черно-белой картины.

В качестве фотополупроводника использовался $\text{Bi}_{12}\text{Si}_{1-x}(\text{AlP})_x\text{O}_{20}$, легированный в процессе выращивания, а также силикат висмута, подвергнутый отжигу при температуре 700°C в течение 2 ч; толщина фоточувствительных материалов составляла 300—350 мкм. Такая обработка кристаллов, как показано в [4, 5], приводила к повышению фотопроводимости кристаллов по сравнению с нелегированным образцом при одинаковом уровне освещения. Толщина жидкого кристалла с твист-эффектом (марка ЖК-807) задавалась изолирующими прокладками калиброванной толщины и составляла 7—17 мкм, поэтому соотношение между емкостями слоев ЖК $C_{\text{ж}}$ и полупроводника $C_{\text{п}}$ — 2—5 ($C_{\text{ж}} > C_{\text{п}}$). Для такой конструкции структуры выбор напряжений питания осуществлялся в соответствии с [6]. Диэлектриком служила окись кремния SiO_2 , а ориентирующим покрытием — слой полиимидного лака.

В статическом режиме на зависимости относительного контраста (ОК) от частоты синусоидального напряжения в диапазоне 10^1 — $3 \cdot 10^3$ Гц наблюдался максимум, сдвигавшийся в область более низких частот с повышением амплитуды приложенного напряжения U_0 . Эта зависящая от режима работы частота $f_{\text{кр}}$ принималась за оптимальную, и в дальнейшем к структуре МДП — ЖК прикладывались рабочие напряжения с частотой сигнала $f_{\text{кр}}$.