

В то же время уменьшение роста яркости в структурах с керамическим диэлектриком более существенно, особенно при переходе от частоты возбуждения 2 кГц к частоте 5 кГц. Исследование кинетики нарастания и спада яркости излучения свидетельствуют о том, что время нарастания яркости в случае структур с керамическим диэлектриком мало, составляет порядка 2 мкс, и меньше в несколько (5-20) раз времени нарастания яркости в случае структуры на стеклянной подложке. Кинетика спада яркости в случае обеих структур дает величины времени полуспада довольно близкие: 100-150 мкс для МДПДМ структур и 150-200 мкс для МДПМ структур, что подтверждается и уменьшением роста яркости при повышении частоты возбуждающего напряжения для МДПМ структур с 2 до 5 кГц.

Таким образом, можно сделать вывод о том, что МДПМ структуры с керамическим диэлектриком по ряду показателей (импульсная яркость, порог возбуждения, запас электрической прочности, время нарастания волны яркости) значительно превосходят аналогичные МДПДМ структуры на стеклянной подложке. Однако для окончательного вывода об их перспективности и использовании при изготовлении индикаторов и экранов, а также об особенностях физических процессов, протекающих в таких структурах, требуется ряд уточняющих экспериментов и исследований.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Отображение информации. Расширение применений индикаторных панелей. Электроника, 1987, № 11, с. 19-33.
- [2] Yoshio Sano, Keijo Nunomura, Nobuyoshi Koyama, Hiraku Sakuma, Kazuaki Utsumi. - JEEE Transaktions Electron Devices, 1986, ED-33, N 8, p. 1155-1158.

Поступило в Редакцию  
31 августа 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 23

12 декабря 1988 г.

#### ВЛИЯНИЕ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА И ГИРОТРОПИИ НА СЧИТЫВАНИЕ ГОЛОГРАММ В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ

А.Е. М а н д е л ь, С.М. Ш а н д а р о в,  
В.В. Ш е п е л е в и ч

Результаты исследования дифракции света на объемных голограммах в фоторефрактивных кристаллах находят применение при создании систем записи, хранения и обработки оптической информации,

при разработке оптических вычислительных устройств [1]. Известно, что наведенные светом в таких кристаллах электрические поля приводят к появлению значительных упругих деформаций, которые в свою очередь через фотоупругий эффект дополнительно изменяют диэлектрическую проницаемость кристалла. Все эти факторы могут быть учтены введением некоторого эффективного тензора электрооптических коэффициентов [2]

$$\Gamma_{mnp}^i = \Gamma_{mnp} + P_{mnkl} \delta_{ki} \epsilon_{pij} n_j, \quad (1)$$

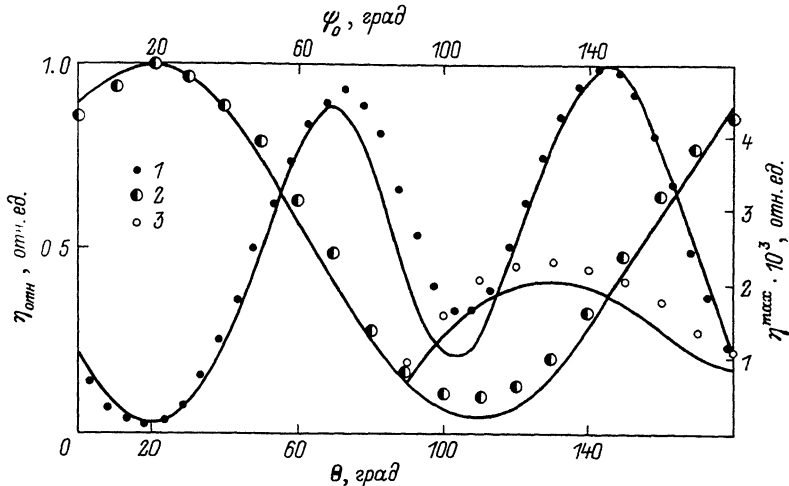
где  $\Gamma_{mnp}$  и  $P_{mnkl}$  - электрооптический и фотоупругий тензоры третьего и четвертого ранга, измеренные при постоянных значениях упругих деформаций и напряженности электрического поля соответственно,  $n_j$  - направляющие косинусы вектора решетки  $\vec{K}$ ,  $\delta_{ki}$  - тензор, обратный тензору  $\Gamma_{ik} = C_{ijkl} n_j n_l$ ,  $C_{ijkl}$  - тензор модулей упругости,  $\epsilon_{pij}$  - тензор пьезоэлектрических констант.

Учет гиротропных свойств фоторефрактивных кубических кристаллов при изучении дифракции света на голографических решетках в рамках предположения о неструктивности считывания проведен для среза кристалла (110) в [3] при  $\vec{K} \parallel [001]$  и в [4] для произвольной ориентации вектора  $\vec{K}$  в плоскости среза. При этом пьезоэлектрические свойства кристаллов не учитывались.

Рассмотрим случай одновременного проявления кристаллом пьезоэлектрических и гиротропных свойств. Исходя из уравнений связанных волн, записанных для случая линейно поляризованного считывающего света, падающего под малым углом Брэгга, можно получить выражение дифракционной эффективности  $\eta$  и азимута дифрагированного света  $\psi$  [4]. Величины  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ ,  $\alpha_3$  в формулах для  $\eta$  и  $\psi$  необходимо вычислять с учетом пьезоэлектрического эффекта

$$\begin{aligned} \alpha_1 = & -\alpha_0 \left[ \left( \frac{\Delta B_{11} + \Delta B_{22}}{2} - \Delta B_{12} \right) \cos^2 \theta + \Delta B_{33} \sin^2 \theta + \right. \\ & \left. + \frac{\Delta B_{23} - \Delta B_{13}}{\sqrt{2}} \sin 2\theta \right], \\ \alpha_2 = & -\alpha_0 \left[ \left( \Delta B_{12} + \Delta B_{33} - \frac{\Delta B_{11} + \Delta B_{22}}{2} \right) \frac{\sin 2\theta}{2} + \right. \\ & \left. + \frac{\Delta B_{23} - \Delta B_{13}}{\sqrt{2}} \cos 2\theta \right], \\ \alpha_3 = & -\alpha_0 \left[ \left( \frac{\Delta B_{11} + \Delta B_{22}}{2} - \Delta B_{12} \right) \sin^2 \theta + \Delta B_{33} \cos^2 \theta + \right. \\ & \left. + \frac{\Delta B_{13} - \Delta B_{23}}{\sqrt{2}} \sin 2\theta \right], \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\alpha_0 = \frac{\pi \epsilon \sqrt{\epsilon}}{2\lambda}$ ,  $\epsilon$  - невозмущенная диэлектрическая проницаемость кристалла,  $\lambda$  - длина волны считывающего света в вакууме,



Зависимость относительной дифракционной эффективности от ориентации решетки ( $\eta_{отн}(\theta)$ ), азимута считывающего света ( $\eta_{отн}(\psi_0)$ ), а также зависимость максимальных значений дифракционной эффективности от угла  $\theta$  ( $\eta^{max}(\theta)$ ). Удельное вращение кристалла  $0.405$  рад/мм. Сплошные линии – теоретические кривые. 1 –  $\eta_{отн}(\theta)$  для  $\psi_0 = 0$ , 2 –  $\eta_{отн}(\psi_0)$  для  $\theta = 70^\circ$ , 3 –  $\eta^{max}(\theta)$ .

$\Delta \epsilon_{mn} = r'_{mnp} n_p E_0$  – изменение компонент тензора диэлектрической непроницаемости под действием электрооптического и пьезоэлектрического эффектов [2, 5],  $\theta$  – угол, образованный вектором  $\vec{K}$  с направлением  $[001]$ ,  $E_0$  – амплитуда напряженности электрического поля, создаваемого пространственно периодическим распределением заряда в области голографической решетки.

С целью подтверждения теоретических результатов были проведены эксперименты по записи и считыванию голографических решеток в пластине, вырезанной из кубического фоторефрактивного кристалла  $Bi_{12}SiO_{20}$ . Размер кристалла в направлении оси  $[110]$ , совпадающей с нормалью к лицевой грани пластины, составлял  $3.45$  мм. Запись голографической решетки проводилась  $He-Cd$  лазером с длиной волны излучения  $\lambda = 440$  нм двумя световыми пучками, пересекающимися под углом  $\beta \approx 11^\circ$  в кристалле, а считывание наведенной решетки – светом  $He-Ne$  лазера ( $\lambda = 633$  нм). Фотодиод, установленный на передвижном столике, фиксировал поочередно интенсивность прошедшего образец основного пучка  $He-Ne$  лазера и интенсивность дифрагированного на записанной решетке света. Изменение угла  $\theta$  при исследовании ориентационной зависимости относительной дифракционной эффективности

$\eta_{отн}(\theta) = \frac{\eta(\theta)}{\eta^{max}(\theta)}$  осуществлялось вращением образца вокруг оси  $[110]$ , ориентированной по биссектрисе угла  $\beta$ . При изучении зависимости  $\eta_{отн}(\theta)$  поляризация считывающего света изменялась

вращением поляроида, установленного перед фоторефрактивным кристаллом. Величина  $\gamma^{max}$  определялась путем выбора максимального значения функции  $\gamma(\psi_0)$  при каждом фиксированном  $\theta$ . Экспериментальные результаты по измерению  $\gamma_{отн}(\theta)$ ,  $\gamma_{отн}(\psi_0)$  и  $\gamma^{max}(\theta)$  представлены на рисунке. Здесь же изображены соответствующие теоретические кривые, полученные с учетом как пьезоэлектрических, так и гиротропных свойств кристалла. При расчетах использовались значения фотоупругих и пьезоэлектрических констант, приведенные в [5], а амплитуда напряженности внутреннего электрического поля  $E_0$  принималась равной 0.5 кВ/см.

Из графика 1 следует, что в случае  $\psi_0 = 0$  относительная дифракционная эффективность  $\gamma_{отн}$  при  $\theta \approx 145^\circ$  более чем в два раза превышает соответствующие значения при традиционных ориентациях голографической решетки ( $\theta = 0$  и  $\theta = 90^\circ$ ). При каждом  $\theta$  оптимизация дифракционной эффективности достигается выбором азимута  $\psi_0$ . На графике 2 ( $\theta = 70^\circ$ ) относительная дифракционная эффективность максимальна при  $\psi_0 \approx 20^\circ$ . Максимальные значения дифракционной эффективности при различных фиксированных  $\theta$  образуют графическую зависимость 3, которая может быть продлена симметричным отражением относительно вертикальной прямой, проходящей через точку  $\theta = 90^\circ$ . Из графика 3 вытекает, что наибольшие значения дифракционной эффективности  $\gamma^{max}$  достигаются при  $\theta \approx 130^\circ$  или  $\theta \approx 50^\circ$ . Значит, при таких ориентациях решетки, записанной в кристалле среза  $(\bar{1}\bar{1}0)$  заданной толщины, голограмма работает в оптимальном режиме.

Из рисунка следует, что экспериментальные зависимости удовлетворительно согласуются с расчетными. Некоторые количественные различия могут быть обусловлены несовпадением использованных в расчетах материальных констант с реальным для данного образца, неточной ориентацией кристалла и другими погрешностями эксперимента.

Таким образом, предложенная в работе феноменологическая модель дифракции света на голографической решетке, записанной в фоторефрактивном кубическом кристалле, учитывающая пьезоэлектрические и фотоупругие свойства кристалла, приводит к результатам, удовлетворительно согласующимся с экспериментальными данными, и позволяет определить ориентации решетки, при которых дифракционная эффективность достигает максимума.

## Л и т е р а т у р а

- [1] Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоточувствительные среды в голографии и оптической обработке информации. Л.: Наука, 1983.
- [2] Иванов А.А., Мандель А.Е., Хатьков Н.Д., Шандаров С.М. - Автометрия, 1986, № 2, с. 79-84.

- [3] Ш е п е л е в и ч В.В. - ЖТФ, 1986, т. 56, в. 3, с. 618-619.
- [4] Ш е п е л е в и ч В.В., Х р а м о в и ч Е.М. - Опт. и спектр., 1988, т. 65, в. 2, с. 403-408.
- [5] С т е п а н о в С.И., Ш а н д а р о в С.М., Х а т ь - к о в Н.Д. - ФТТ, 1987, т. 29, в. 10, с. 3054-3058.

Поступило в Редакцию  
2 августа 1988 г.