

07

© 1991

## ОДНОВРЕМЕННАЯ ДИФРАКЦИЯ ДВУХ СВЕТОВЫХ ВОЛН В КУБИЧЕСКИХ ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ ПЬЕЗОКРИСТАЛЛАХ

В.В. Ш е п е л е в и ч, Н.Н. Е г о р о в

В связи с возможностями практического применения фоторефрактивных кристаллов для записи и преобразования оптической информации [1] представляет интерес оптимизация процесса одновременной дифракции световых волн в таких кристаллах.

Настоящее сообщение посвящено экспериментальному изучению взаимной трансформации двух световых волн на голографической решетке, записанной в кубическом фоторефрактивном кристалле, при учете как электрооптической модели дифракции [1], так и влияния на процесс энергообмена пьезоэлектрических, фотоупругих свойств кристалла и его оптической активности.

Эксперимент проводился по стандартной схеме. Световой пучок гелий-неонового лазера ЛГ-52-1 разделялся на два пучка, которые формировали ненаклонную пропускающую голограмму в кристалле  $Bi_{12}SiO_{20}$  (BSO) среза  $(\bar{1}\bar{1}0)$ . Измерения интенсивности световых волн после их взаимной трансформации на голографической решетке проводились с помощью полупроводникового диода ФД-7К. Кристаллическая пластинка толщиной  $d = 2.19$  мм после каждого измерения поворачивалась вокруг оси  $00'$  (рис. 1) на небольшой угол. Ориентация кристалла и направление отсчета угла  $\theta$  относительно рабочей системы координат  $(e_1, e_2, e_3)$ , связанной с плоскостью падения и вектором решетки  $\vec{K}$ , также показаны на рис. 1. Векторы напряженности электрического поля  $\vec{R}_0$  и  $\vec{S}_0$  линейно поляризованных световых волн  $R$  и  $S$  были ориентированы либо в плоскости падения (азимут  $\psi_0 = 0$ ), либо перпендикулярно этой плоскости ( $\psi_0 = 90^\circ$ ). Угол Брэгга  $\varphi$  вне кристалла был равен  $30^\circ$ . Время записи решетки составляло 30 с и было близким к времени выхода процесса формирования голограммы на стационар.

На рис. 2 изображены результаты экспериментальных измерений зависимости относительной интенсивности волны  $S$  от угла  $\theta$  ( $I_S^{отн}(\theta) = I_S(\theta)/I_S^0(\theta)$ ), где  $I_S^0$  - интенсивность светового пучка  $S$  на выходе из кристалла в отсутствие голографической решетки,  $I_S$  - интенсивность светового пучка  $S$  на выходе из кристалла при наличии голографической решетки. Некоторый наблюдаемый разброс экспериментальных точек (рис. 2, а) можно объяснить недостаточной виброустойчивостью установки, изменением температуры помещения и т.д. Отношение пучков

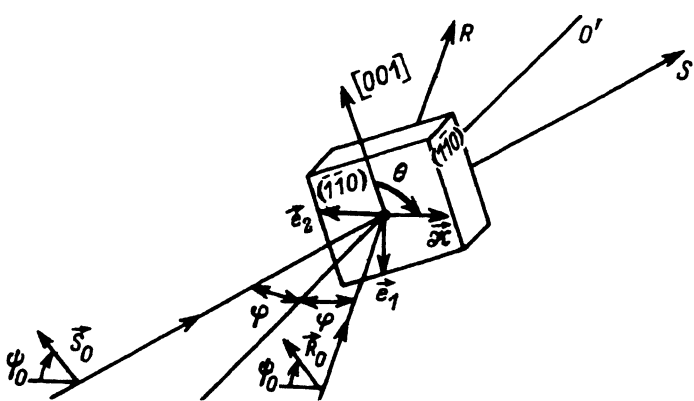


Рис. 1. Ориентация кристаллической пластинки относительно плоскости падения световых пучков.

$I_S^0 / I_R^0$  на выходе из кристалла без учета их взаимодействия в случае  $\psi_0 = 90^\circ$  составляло 0.5, а в случае  $\psi_0 = 0$  было равным 0.7.

Интерпретация экспериментальных кривых проводилась на основании модели дифракционного процесса в кубических фоторефрактивных оптически активных кристаллах, развитой в [5, 6], и системы уравнений связанных волн

$$\begin{aligned}
 \frac{dR_{\perp}}{dz} &= \varkappa_1 S_{\perp} + \varkappa_2 S_{\parallel} + \alpha R_{\parallel}, \\
 \frac{dR_{\parallel}}{dz} &= \varkappa_2 S_{\perp} + \varkappa_3 S_{\parallel} - \alpha R_{\perp}, \\
 \frac{dS_{\perp}}{dz} &= -\varkappa_1 R_{\perp} - \varkappa_2 R_{\parallel} + \alpha S_{\parallel}, \\
 \frac{dS_{\parallel}}{dz} &= -\varkappa_2 R_{\perp} - \varkappa_3 R_{\parallel} - \alpha S_{\perp},
 \end{aligned} \tag{1}$$

где  $R_{\perp}$  и  $R_{\parallel}$ ,  $S_{\perp}$  и  $S_{\parallel}$  – проекции векторных амплитуд  $R$  и  $S$  волн на направление, перпендикулярное плоскости падения ( $\perp$ ) и лежащее в этой плоскости ( $\parallel$ ),  $\alpha$  – удельное вращение кристалла.

Уравнения (1) формально совпадают с системой уравнений [7, 8], однако здесь постоянные связи  $\varkappa_i$  в отличие от [7, 8] включают влияние пьезоэлектрического эффекта и фотоупругости (ПЭФ) [5, 6]. Расчеты относительной интенсивности волны  $S$  проводились при следующих значениях параметров кристалла BSO: электрооптический коэффициент  $r = -5.0 \cdot 10^{-12}$  м/В [2]; фотоупругие постоянные  $P_{11} = -0.16$ ,  $P_{12} = -0.13$ ,  $P_{13} = -0.12$ ,

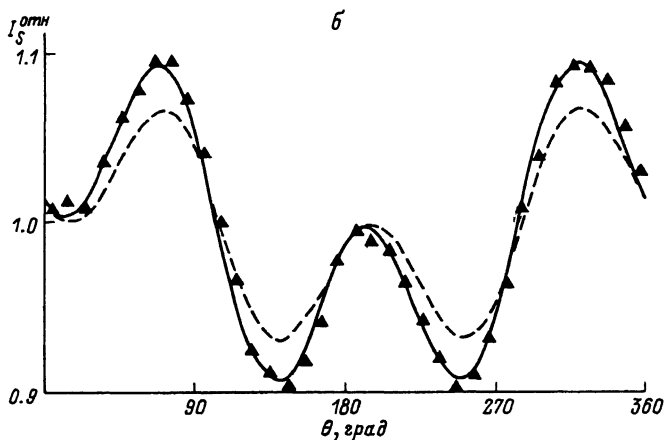
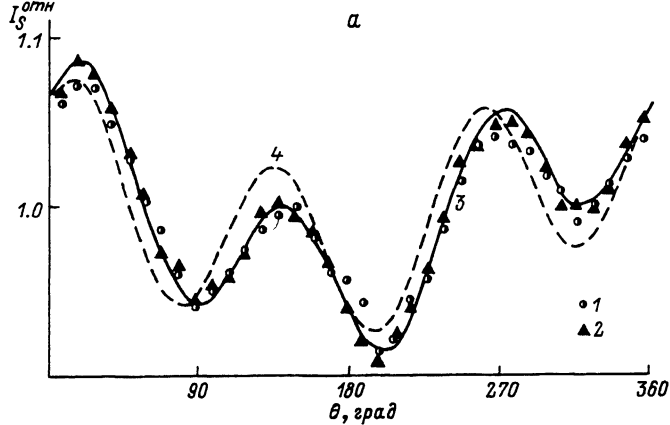


Рис. 2. Зависимость относительной интенсивности  $I_S^{\text{отн}}$  световой волны  $S$  от угла  $\theta$ .

1 и 2 – экспериментальные точки, принадлежащие различным сериям измерений; 3 – теоретическая кривая с учетом ПЭФ, 4 – теоретическая кривая без учета ПЭФ. а)  $\psi_0 = 90^\circ$ ,  $I_S^\circ / I_R^\circ = 0.5$ ; б)  $\psi_0 = 0$ ,  $I_S^\circ / I_R^\circ = 0.7$ .

$\rho_{44} = -0.015$  [3]; коэффициенты упругости  $c_{11} = 12.96 \cdot 10^{10}$  Н/м<sup>2</sup>,  $c_{12} = 2.99 \cdot 10^{10}$  Н/м<sup>2</sup>,  $c_{44} = 2.45 \cdot 10^{10}$  [4]; пьезоэлектрический коэффициент  $e_{14} = 1.12$  Кл/м<sup>2</sup> [4]; показатель преломления  $n = 2.55$  [1];  $\alpha = 0.372$  рад/мм (измерено на исследуемом образце).

Сплошные кривые на рис. 2 представляют графики зависимости  $I_S^{\text{отн}}(\theta)$ , построенные на основе вычислений с учетом ПЭФ; пунктирные линии – это те же зависимости, найденные в пренебрежении ПЭФ ( $e_{14} = 0$ ). Из сравнения этих графиков с экспериментальными точками видно, что сплошные кривые согласуются с результатами

эксперимента значительнее, чем пунктирные. Это свидетельствует о необходимости учета влияния ПЭФ при описании рассматриваемого дифракционного процесса и оправдывает связанное с этим некоторое усложнение теоретических расчетов.

Заметим, что при  $\vec{k} \parallel [001]$  в точках  $\theta = k\pi$  ( $k = 0, 1, 2, \dots$ ) сплошная и пунктирная линии совпадают, то есть ПЭФ не проявляется. Весьма невелик вклад ПЭФ и при  $\theta \approx \pi/2 + k\pi$ . Для остальных значений  $\theta$  изменение относительной интенсивности волны  $S$  за счет ПЭФ может достигать 10% от ее максимального изменения. Несколько смещены максимумы и минимумы сплошных кривых по отношению к максимумам и минимумам пунктирных, что особенно заметно на рис. 2, а.

Наилучшее согласование теоретических кривых с экспериментальными результатами достигается при значении амплитуды электрического поля решетки  $E_0 = 0,625$  кВ/см, что в несколько раз меньше величины диффузионного электрического поля  $E_D = 2,5$  кВ/см для рассматриваемого пространственного периода  $\Lambda = 0,6328$  мкм.

Интересно отметить, что в случае  $\psi_0 = 90^\circ$  величина перекачки энергии при  $\theta = 0$  ( $\vec{k} \parallel [001]$ ) и  $\theta = 90^\circ$  ( $\vec{k} \parallel [1\bar{1}0]$ ) почти одинакова по модулю, но противоположна по знаку, а в случае  $\psi_0 = 0$  знаки  $\Delta I_S^{отн}$  для этих же голографических геометрий одинаковы, но  $|\Delta I_S^{отн}|$  при  $\vec{k} \parallel [110]$  более чем в два раза превышает  $|\Delta I_S^{отн}|$  при  $\vec{k} \parallel [001]$ .

Таким образом, в данной работе показано, что теоретический подход [5-8] применим к описанию одновременной дифракции световых пучков в кубических фоторефрактивных оптически активных пьезокристаллах. Это открывает возможность предсказания углов  $\theta_{max}$ , при которых достигается максимальная перекачка энергии световых пучков из волны  $R$  в волну  $S$  для кристаллов различной толщины, а также углов  $\theta_0$ , при которых перекачка отсутствует ( $\Delta I_S^{отн} = 0$ ). В рассматриваемом случае при  $\psi_0 = 90^\circ$  это углы  $\theta_{max} \approx 20^\circ$  и  $\theta_0 \approx 60^\circ$  (рис. 2, а), а для  $\psi_0 = 0$   $\theta_{max} \approx 75^\circ$ ,  $\theta_0 \approx 110^\circ$  (рис. 2, б).

Выражаем благодарность С.М. Шандарову, А.Е. Манделю за полезные обсуждения постановки задачи и П.М. Шипову за содействие в подготовке экспериментов.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и обработке информации. Л.: Наука, 1983.
- [2] Справочник по лазерам / Под ред. А.М. Прохорова. М.: Сов. радио, 1978.
- [3] Акустические кристаллы: Справочник / Под ред. М.П. Шаскольской. М.; Наука, 1982.
- [4] Александров К.С., Бондаренко В.С., Зайцева М.П. и др. // ФТТ. 1988. Т. 26. В. 12. С. 3603-3610.

- [5] М ан д е л ь А.Е., Ш а н д а р о в С.М., Ш е п е л е в и ч В.В. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 23. С. 2147-2151.
- [6] М а н д е л ь А.Е., Ш а н д а р о в С.М., Ш е п е л е в и ч В.В. // Опт. и спектр. 1989. Т. 67. В. 4. С. 819-822.
- [7] Ш е п е л е в и ч В.В., Х р а м о в и ч Е.М. // ДАН БССР. 1989. Т. 33. № 10. С. 884-887.
- [8] Ш е п е л е в и ч В.В. // Опт. и спектр. 1990. Т. 69. В. 2. С. 467-469.

Мозырский государственный педагогический институт им. Н.К. Крупской

Поступило в Редакцию 4 декабря 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 5

12.марта 1991 г.

11

© 1991

## ОКИСНАЯ ПЛЕНКА ВАНАДИЯ С ПОВЫШЕННОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ ЭФФЕКТИВНОСТЬЮ

И.А. Х а х а е в

Для применений окиснованадиевых пленок в качестве регистрирующих сред для голографии дифракционная эффективность  $\eta$  является ключевым параметром.

В [1] сообщалось о достижении величины  $\eta = 1.4\%$  для длины волны  $\lambda = 0.63$  мкм, однако для применений в системах типа „глаз робота“ [2] наиболее перспективной является длина волны 1.06 мкм.

При использовании технологии реактивного осаждения двуокиси ванадия при распылении мишени электронным лучом был получен материал на основе пленки диоксида ванадия ( $VO_2$ ), нанесенной на отражающий металлический подслои. Для полученного материала были исследованы спектральные зависимости отражательной способности для полупроводникового и металлического состояния окисной пленки, температурный гистерезис отражательной способности, а также дифракционная эффективность на длинах волн  $He-Ne$  лазера 0.63 и 1.15 мкм. Вследствие слабой дисперсии оптических постоянных диоксида ванадия при  $\lambda \approx 1$  мкм [3], величины  $\eta$  для 1.06 и 1.15 мкм практически не отличаются.

Материал наносился на твердую подложку (ситалл) с предварительно напыленным отражающим алюминиевым подслоем [1]. При получении окисной пленки были воспроизведены режимы реактивного осаждения  $VO_2$ , описанные в [4].