

07

© 1990

## ВЛИЯНИЕ САМОДИФРАКЦИИ НА НЕВЫРОЖДЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЛН В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ

Б.Я. З е л ь д о в и ч, П.Н. И л ь и н ы х,  
О.П. Н е с т е р к и н, В.В. Ш е ш у к о в

Фоторефрактивные кристаллы (ФРК) находят широкое применение в различных голографических схемах, оптоэлектронике, интерферометрии [1, 2]. Физической основой для применений ФРК служит взаимодействие волн на записываемой фазовой голограмме [2]. Эффективность такого взаимодействия существенно снижается, если разность частот взаимодействующих пучков превышает обратное время релаксации, которое, в свою очередь, определяется фотопроводимостью среды [2]. В [3] была экспериментально продемонстрирована возможность записи статической голограммы бегущей интерференционной картиной (разночастотными пучками). Такой процесс записи осуществляется во внешнем переменном поле, частота которого совпадает с частотной отстройкой между записывающими пучками. В данной работе теоретически и экспериментально исследуется влияние дифракции записывающих пучков на записываемой голограмме на процесс записи.

Пусть на фоторефрактивную среду падает опорный пучок  $\vec{E}_2 \exp[i(\vec{k}_2 \vec{r} - \omega t)]$  и сигнальный  $\vec{E}_0 \exp[i(\vec{k}_1 \vec{r} - (\omega - \Omega) t)]$ , отличающиеся по частоте на величину  $\Omega$ . Неоднородная по пространству часть фототока  $\vec{j} \sim \exp[i(\vec{k}_2 - \vec{k}_1) \vec{r}]$  имеет не равное нулю среднее по времени значение:  $\vec{j} \sim \vec{E}_\Omega \exp(-i\Omega t) \vec{E}_0 \exp(-i(\omega - \Omega)t) \times \vec{E}_2^* \exp i\omega t \sim \vec{E}_\Omega \vec{E}_0 \vec{E}_2^*$ , где  $\vec{E}_\Omega$  - амплитуда внешнего поля. Из-за наличия такой компоненты происходит стационарное разделение пространственного заряда и, благодаря электрооптическому эффекту, реализуется объемная фазовая голограмма. Подробно теория этого эффекта рассмотрена в [4].

Из-за дифракции на записанной голограмме в среде появляется волна  $\vec{E}_1 \exp[i(\vec{k}_1 \vec{r} - \omega t)]$ , коллинеарная с сигнальной и совпадающая по частоте с опорной. Эта волна, интерферируя с опорной, записывает вторичную решетку показателя преломления благодаря действию известных механизмов вырожденного взаимодействия [1, 2]. Фаза вторичной решетки по отношению к первичной, записанной разночастотными пучками, определяется знаком электрооптического эффекта, который, в свою очередь, зависит от ориентации кристаллографических осей и поляризаций взаимодействующих волн. Рассмотрим случай, когда вторичная решетка сдвинута относительно своей интерференционной картины на  $\pm \frac{\pi}{2}$ . Такая ситуация реализуется,

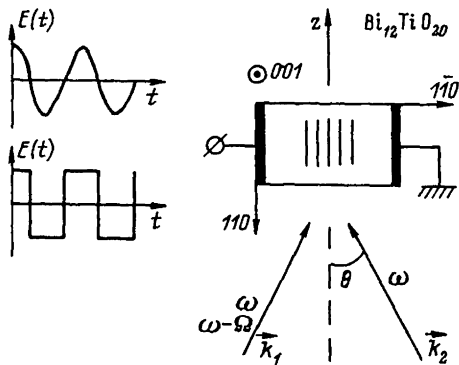


Рис. 1. Схема эксперимента и ориентация кристалла.

например, при диффузионном разделении заряда или при дрейфовом механизме в знакопеременном внешнем поле [5]. Анализ показывает, что вторичная решетка в этом случае либо синфазна, либо противофазна первичной в зависимости от знака электрооптического коэффициента  $r$ . Рассматривая дифракцию света на записываемой голограмме методом связанных волн [1, 2] для медленно меняющейся амплитуды вторичной волны, нетрудно получить укороченное уравнение:

$$\frac{dE_1}{dz} \pm gE_1 = g_0 E_0. \quad (1)$$

При выводе (1) использованы следующие приближения: малый контраст интерференционной картины, т.е.  $E_1 \ll E_2$  и  $E_0 \ll E_2$ ; амплитуды опорной волны  $E_2$  и сигнальной  $E_0$  изменяются мало, т.е. дифракционная эффективность голограммы  $\sqrt{\eta} \ll 1$ . В (1)  $g =$

$$= \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{n^3 r}{2 \cos \theta} \cdot \frac{E_{sc}}{m} - \text{константа вырожденного взаимодействия, где}$$

$\lambda$  - длина волны света,  $n$  - показатель преломления кристалла,  $\theta$  - угол между направлением распространения волны и осью  $z$ ,  $E_{sc}$  - амплитуда решетки поля пространственного заряда, записываемой стоячей интерференционной картиной с контрастом  $m$ .

Аналогично  $g_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{n^3 r}{2 \cos \theta} \frac{E_{sc}^0}{m_0}$ , где  $E_{sc}^0$  - амплитуда решетки

поля пространственного заряда, записываемой бегущей интерференционной картиной с глубиной модуляции  $m_0$ . При совпадении частот волн  $E_0$  и  $E_1$ ,  $g = g_0$  и (1) переходит в известное уравнение для ослабления или усиления слабой сигнальной волны при взаимодействии с опорной на смещенной решетке [2].

Определяя дифракционную эффективность как  $\sqrt{\eta} = E_1(z) / E_2(0)$  и решая (1) с учетом граничного условия  $E_1(0) = 0$  получаем:

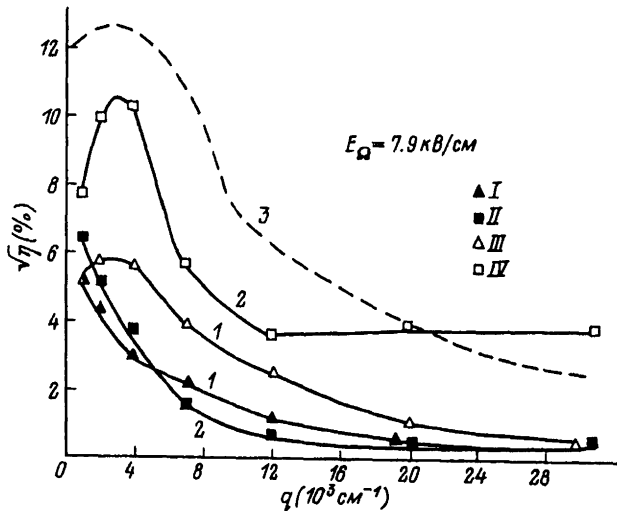


Рис. 2. Зависимость дифракционной эффективности  $\sqrt{\eta}$  от пространственной частоты  $q$  для амплитуды переменного поля  $E_0 = 7.9 \text{ кВ/см}$ : 1 - синусоидальной формы, 2 - с формой меандра, I, II - поляризации пучков направлены под углом  $-60^\circ$  к плоскости падения, III, IV -  $+30^\circ$  к плоскости падения, 3 - теоретическая кривая для поля с формой меандра.

$$\sqrt{\eta} = \frac{E_1(z)}{E_2(0)} = \begin{cases} \frac{g_0}{g} \frac{E_0}{E_2} (1 - e^{-g^2 l}), & \text{если } r < 0 \\ \frac{g_0}{g} \frac{E_0}{E_2} (e^{g^2 l} - 1), & \text{если } r > 0. \end{cases} \quad (2)$$

(3)

Эксперимент проводился в кубическом гиротропном кристалле  $\text{Bi}_2\text{TiO}_{20}$  (ВТО). Пучки, частоты которых отличались на 50 Гц ( $\lambda = 0.63 \text{ мкм}$ ) падали на 110 срез кристалла (рис. 1). Сдвиг частоты опорного пучка мощностью 2 мВт задавался линейным движением одного из зеркал интерферометра. Движение зеркала задавалось подачей пилообразного напряжения на пьезокерамическую подложку. Внешнее поле с формой меандра или синусоидальное прикладывалось к  $\bar{1}\bar{1}0$  граням кристалла и было засинхронизовано с пилообразным напряжением. Сигнальная волна за кристаллом является суперпозицией двух волн с разными частотами, поэтому интенсивность сигнальной волны имеет осциллирующий характер:

$$I(t) = |E_0 + \sqrt{\eta} e^{-i\Omega t} E_2|^2. \quad (4)$$

Дифракционная эффективность записанной голограммы определялась по величине осцилляций интенсивности  $I(t)$  в соответствии с фор-

малой (4). В эксперименте измерялась также константа двухволнового одночастотного взаимодействия  $\mathcal{J}$ , которая определяется в данном случае, эффективностью нестационарного механизма Степанова [5]. Отношение интенсивностей опорного и сигнального пучков имело значение  $10^2$ .

При ориентации кристалла, использованной в эксперименте, знак электрооптического эффекта изменяется на противоположный при изменении направления поляризации пучков с  $+45^\circ$  на  $-45^\circ$  к плоскости падения. Это позволяет записывать вторичную решетку либо в фазе, либо в противофазе к первичной. В эксперименте направления поляризаций выбирались равными  $+30^\circ$  или  $-60^\circ$  к плоскости падения. Благодаря оптической активности на половине толщины кристалла происходит поворот на  $15^\circ$ , реализуя тем самым оптимальное направление поляризации.

Результаты эксперимента приведены на рис. 2. Из поведения кривых видно, что эффективность взаимодействия возрастает с увеличением константы одночастотного взаимодействия [5] (переход от синусоидального напряжения к напряжению с формой меандра). Видно также, что в случае, когда вторичная решетка синфазна с первичной, эффективность также выше (верхние кривые). При малых и больших значениях пространственной частоты решетки  $\mathcal{J}$  дифракционная эффективность для разных поляризаций сравнивается, так как при этом падает эффективность вырожденного взаимодействия. Пунктиром на рис. 2 проведена теоретическая кривая, вычисленная по формуле (3) для поля с формой меандра. При этом использовались экспериментальные значения  $\mathcal{J}$  и теоретические значения  $\mathcal{J}_0$  [4]. Считалось, что в записи решетки бегущей интерференционной картиной принимает участие только первая гармоника внешнего периодического поля. Результаты теоретического расчета находятся в разумном согласии с экспериментом. Наблюдаемое расхождение может быть объяснено поляризационными особенностями взаимодействия волн в гиротропных кристаллах [6]. При соотношении интенсивностей пучков  $1/100$  максимальное значение  $\sqrt{\eta} = 25\%$  реализовано в поле с формой меандра амплитудой  $12$  кВ/см при пространственной частоте  $5 \cdot 10^3$  см $^{-1}$ .

Эксперименты были выполнены с кристаллом, выращенным в лаборатории квантовой электроники ФТИ им. А.Ф. Иоффе.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] G ü n t e r P. // Phys. Rep. 1982. V. 93. P. 199-298.
- [2] Photorefractive Mat. and Their Appl. I./Ed. by I.P. Huignard and P. Günter. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1988.
- [3] З е л ь д о в и ч Б.Я., И л ь и н ы х П.Н., Н е с т е р - к и н О.П. // Письма в ЖТФ, 1989. Т. 15. С. 78-82.
- [4] З е л ь д о в и ч Б.Я., И л ь и н ы х П.Н., Н е с т е р - к и н О.П. // ЖЭТФ. 1990. № 9.

[5] Степанов С.И. Нестационарные механизмы голографической записи в фоторефрактивных кристаллах. В сб.: Оптическая голография с записью в твердых средах. / Ред. Ю.Н. Денисюк. Л.: Наука, 1986. С. 17-30.

[6] Erdmann A., Kowarschik R. // IEEE J. Quant. El. 1988. V. 24. P. 155-161.

Институт электрофизики  
УО АН СССР,  
Свердловск

Поступило в Редакцию  
1 июля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 20

26 октября 1990 г.

01; 07

© 1990

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНЦЕНТРАЦИОННЫХ  
И ТЕМПЕРАТУРНЫХ ВОЛН  
В ХИМИЧЕСКИ АКТИВНОМ ГАЗЕ  
ПОД ДЕЙСТВИЕМ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

М.И. Калининко, В.А. Трофимов

В настоящее время интенсивно исследуется проблема оптической бистабильности (см., например, [1-6]), что связано со многими ее практическими приложениями, например, для задач хранения и обработки информации. При этом особый интерес представляют колебательные режимы изменения параметров среды. Как правило, такие режимы, во-первых, позволяют отобрать из имеющихся математических моделей наиболее полно описывающую реальный процесс; во-вторых, они представляют непосредственный интерес для синергетики [5]; в-третьих, для проблемы обработки информации: очевидно, в этом случае они вредны, и необходимо знать способы их устранения.

В настоящем сообщении на основе численного моделирования исследуется динамика развития периодических режимов изменения концентраций газов и температуры среды в процессе стимулированной оптическим излучением химической реакции. Заметим, что экспериментально колебательные режимы изменения интенсивности оптического излучения на выходе из химически активной кюветы наблюдались в [5]. В [6] в приближении тонкого слоя они обосновывались развитием термодиффузионных потоков вещества без учета химической кинетики. В [5] также указывалось на возможность возникновения аналогичного поведения характеристик среды в условиях развитой химической реакции в отсутствие диффузионных и термодиффузионных потоков газа. Однако динамика этого процесса