

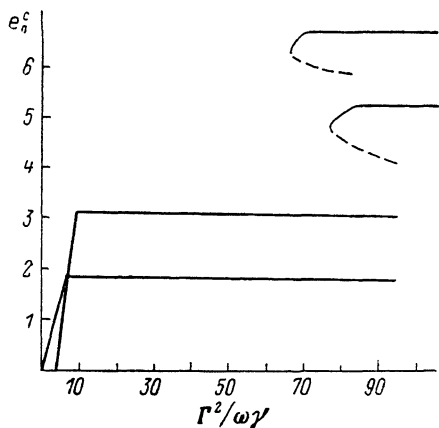
Отсюда следуют требования к стабилизации напряжения  $V$ , отвечающего за частоту джозефсоновской генерации  $\Omega$ , а также ограничения на вариации в микрополосковой линии геометрических и физических параметров, которые определяют волновой вектор  $k$ .

Анализ системы уравнений (3)–(4) показывает, что волна линии усиливается, когда

$$\frac{n\Gamma^2}{\omega\gamma e_0^2} (1 - A_n(e_0))^{1/2} J_n(e_0) \begin{cases} \geq 1, & 0 \leq A_n \leq 1, \\ \leq -1, & -1 \leq A_n \leq 0. \end{cases} \quad (6)$$

По мере распространения волны изменение ее амплитуды прекращается и она достигает стационарных значений  $e_0^c$ , обращающих (6) в равенство. На рисунке представлены по две нижних ветви решения уравнения (6) для волн с несущей основной джозефсоновской частотой  $\omega = \Omega$  и ее субгармоникой  $\omega = \Omega/2$ . Отметим, что для каждой частоты при фиксированном факторе  $\Gamma^2/\omega\gamma$  существует дискретный набор стационарных значений амплитуд  $e_0^c$ , с которыми волна может распространяться в длинном переходе. Устойчивым значениям  $e_0^c$  на рисунке соответствует сплошная линия, а неустойчивым — штриховая. Если начальная амплитуда лежит ниже штриховой линии, то ее значение по мере эволюции волны выходит на нижний устойчивый уровень, если выше — на верхний.

Существенно, что стационарное распространение волн на субгармонических джозефсоновских частотах ( $n \geq 2$ ) возможно лишь при превышении фактором  $\Gamma^2/\omega\gamma$  определенного порога. Так, для первой субгармонической частоты, когда  $\omega = eV/\hbar = ck$  ( $\mu\text{e}$ )<sup>-1/2</sup>, для характерных значений в полосковой линии  $\omega = 2\pi \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$ ,  $\epsilon = 10$ ,  $\gamma = 10^{-8} \text{ c}^{-1}$ ,  $a \approx 10^{-4} \text{ см}$  стационарное распространение волн возможно лишь при плотности джозефсоновского тока  $j_c \geq 0.6 \text{ мА/см}^2$ . Такие пороговые значения плотности туннельного сверхтока можно реализовать экспериментально, нанося туннельные контакты методом электронной литографии с интервалом, кратным длине волн.



### Литература

- [1] Дмитренко И. М., Янеон И. К. ЖЭТФ, 1965, т. 49, № 12, с. 1741—1746.
- [2] Солитоны в действии / Под ред. К. Лорена и Э. Скотта. М.: Мир, 1981. 185 с.
- [3] Алексеев А. Е., Бульженков И. Э. Квант. электр., 1984, т. 11, № 2, с. 334—338.

Московский физико-технический  
институт  
Долгопрудный

Поступило в Редакцию  
12 ноября 1987 г.

### САМОУСИЛЕНИЕ ФАЗОВЫХ ГОЛОГРАММ В ФОТОПОЛИМЕРИЗУЮЩЕЙ КОМПОЗИЦИИ

Э. С. Гюльназаров, Т. Н. Смирнова, Е. А. Тихонов

Процесс записи голограмм в регистрирующих материалах с откликом в реальном масштабе времени сопровождается самовоздействием записывающих световых пучков. Одно из проявлений указанного самовоздействия — самоусиление голограмм — было предсказано в [1] и осуществлено в кристаллах  $\text{LiNbO}_3$  в работе [2]. Дальнейшее развитие представлений об этом процессе в чистых и легированных кристаллах  $\text{LiNbO}_3$  нашло отражение в цикле работ [3–5]. Самоусиление голографической записи наблюдалось также в аддитивно окрашенных кристаллах КВг и аморфных халькогенидах [6, 7].

В настоящей работе представлены результаты исследования самоусиления в регистрирующем материале — жидкой фотополимеризующейся композиции ФПК-488 [8].

Регистрирующий слой ФПК-488 требуемой толщины формируется между стеклянными подложками. Обеспечивая запись фазовых голограмм в реальном масштабе времени с дифракционной эффективностью  $\eta$  до 85 %, пространственной частотой до 4000 мм<sup>-1</sup> и долговременной фотохимической стабильностью, ФПК-488 является перспективным материалом для создания голографических оптических элементов.

Самоусиление в ФПК-488 исследовалось при брэгговском и небрэгговском считывании пропускающих голограмм в зависимости от начальной дифракционной эффективности «затравочной» решетки  $\eta_0$ . Одновременно неструктивное считывание решетки осуществлялось пучком He—Ne-лазера ( $\lambda_0=632.8$  нм). Запись «затравочной» решетки осуществлялась впутных пучках He—Cd-лазера ( $\lambda_3=441.6$  нм) равной интенсивности ( $I_R=I_S \approx 1$  мВт/см<sup>2</sup>) при симметричном падении на регистрирующий слой. При небрэгговском считывании пучок

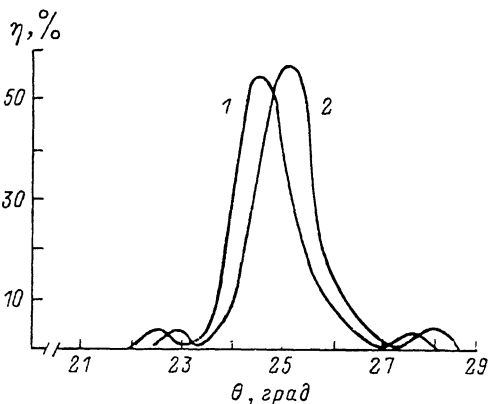
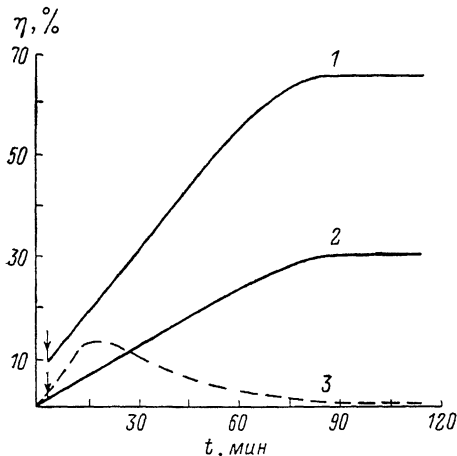


Рис. 1.

1, 2 — самоусиление при брэгговском, 3 — при небрэгговском считывании. Стрелками указан момент прерывания двухпучковой записи.  $\lambda$ , нм: 1 — 441.6, 2 — 632.8.

Рис. 2.

1 — угловая селективность решеток, записанных двумя пучками, 2 — в режиме самоусиления.  $\lambda_0=632.8$  нм,  $d=20$  мкм,  $N=1260$  мм<sup>-1</sup>.

направлялся перпендикулярно к поверхности слоя. Для выбранных условий записи (толщина слоя  $d=20$  мкм, пространственная частота решетки  $N=1260$  мм<sup>-1</sup>) решетка является объемной с угловой селективностью 1.2—1.4°. На рис. 1 показаны характерные кинетические кривые самоусиления  $\eta(t, I=\text{const})$ . Двухпучковая запись в данном случае прерывалась при  $\eta_0=3$  % для  $\lambda_0=632.8$  нм. В дальнейшем при облучении решетки одним из записывающих пучков наблюдался монотонный рост  $\eta(t)$  для обоих  $\lambda_0$  с выходом на стационарное значение. Установление стационарного значения  $\eta$  означает полное завершение процесса полимеризации светочувствительного слоя, в результате чего в нем формируется стабильная решетка. Самоусиление эквивалентно для обоих брэгговских пучков.

На рис. 1 показана также  $\eta(t)$  при небрэгговском считывании голограммы. Начальный рост  $\eta$  после прерывания двухпучковой записи обусловлен темновым развитием процесса формирования решетки [9], который подавляется однородной засветкой слоя, о чем свидетельствует последующий спад  $\eta$ .

При изменении  $\eta_0$  «затравочной» решетки характер кинетических кривых самоусиления сохраняется, изменяются лишь конечное значение дифракционной эффективности ( $\eta_{\text{ст}}$ ), коэффициент самоусиления ( $\alpha=\eta_{\text{ст}}/\eta_0$ ) и экспозиция, требуемая для достижения стационарного значения  $\eta_{\text{ст}}$ . В таблице приведены указанные выше параметры для двух  $\lambda_0$ , откуда видно, что  $\alpha$  возрастает с уменьшением  $\eta_0$ , но при этом уменьшается  $\eta_{\text{ст}}$  и растет экспозиция. При используемой интенсивности записывающих пучков, стартуя с  $\eta_0=1$  %, можно получить решетку в режиме самоусиления с максимальным значением  $\eta_{\text{ст}}=83$  % при  $\lambda_0=441.6$  нм и  $\eta_{\text{ст}}=55$  % при  $\lambda_0=632.8$  нм.

$\lambda_c = 441.6 \text{ нм}$		$\lambda_c = 632.8 \text{ нм}$	
$\eta_0, \%$	$\alpha$	$\eta_0, \%$	$\alpha$
$37.0 \pm 3.7$	$1.9 \pm 0.3$	$20.0 \pm 2.0$	$2.0 \pm 0.3$
$2.5 \pm 0.2$	$34.0 \pm 4.8$	$1.0 \pm 0.1$	$48.0 \pm 6.7$
$1.7 \pm 0.2$	$48.2 \pm 6.7$	$0.7 \pm 0.1$	$68.3 \pm 12.3$
$0.20 \pm 0.03$	$145.0 \pm 25.1$	$0.06 \pm 0.02$	$180.0 \pm 64.8$

Сравнение кривых угловой селективности  $\eta(\theta)$  решеток, записанных двумя пучками в режиме самоусиления, показало, что в последнем случае в среде формируется решетка с наклонными по отношению к поверхности штрихами (рис. 2). Угол наклона изофазных плоскостей решетки с уменьшением  $\eta_0$  возрастает примерно от  $0.1^\circ$  при  $\eta_0 = 19\%$  до  $0.3^\circ$  при  $\eta_0 = 0.7\%$ .

Измеренные кривые угловой селективности для решеток, записанных двумя пучками, несколько уже в сравнении с рассчитанными по формулам Когельника [8]. Формы кривых  $\eta(\theta)$  решеток, записанных при самоусилении, для всех  $\eta_0$  совпадают с  $\eta(\theta)$  для решеток, записанных двумя пучками. Уширения брэгговского пика и отличия  $\min \eta(\theta)$  от нуля не обнаружено, что свидетельствует о постоянстве глубины модуляции показателя преломления по толщине регистрирующего слоя [3].

Следует отметить, что  $\eta_{\text{н}}$  на кинетических кривых самоусиления (рис. 1) занижены из-за наклона решетки в процессе записи. В таблице при вычислении  $\alpha$  введена соответствующая поправка.

В соответствии с существующими представлениями об эффекте самоусиления в средах с локальным откликом в результате дифракции считывающего брэгговского пучка на «затравочной» решетке формируется интерференционная картина, смещенная относительно нее по фазе на  $\pi/2$  и записывающая новую решетку.

В связи с изменением контраста интерференционного поля по глубине слоя вклад «дописываемой» решетки также возрастает по глубине слоя. Совместно с известными динамическими эффектами нестационарного преобразования пучков это приводит к наклону штрихов суммарной решетки. Наклон может быть скомпенсирован первоначальной ориентацией «затравочной» решетки. Уменьшение контраста интерференционного поля при уменьшении  $\eta_0$  приводит к частичному стиранию «затравочной» решетки и соответствующему увеличению наклона штрихов.

Таким образом, в результате проведенных исследований можно сделать следующие выводы.

— Обнаружено и исследовано голографическое усиление записи в однопучковом режиме в фотополимеризующейся регистрирующей среде.

— Максимальный коэффициент самоусиления в ФПК-488 существенно превышает измеренный для  $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$  (0.03 вес. %) и равный 50 и близок по величине к полученному для аморфных халькогенидных пленок (250).

— Режим самоусиления обеспечивает формирование в ФПК-488 однородных по глубине решеток с высокой дифракционной эффективностью и угловой селективностью в условиях свиженных требований к виброустойчивости голографической установки.

## Литература

- [1] Staebler D. L., Amodei J. J. J. Appl. Phys., 1972, v. 43, N 3, p. 363—365.
- [2] Gaylor T. K., Rabson T. A., Tittel F. K. et al. J. Appl. Phys., 1973, v. 44, N 2, p. 896—897.
- [3] Марков В. Б., Одулов С. Г., Соскин М. С. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1977, т. 41, № 4, с. 821—829.
- [4] Кухтарев Н. В. УФЖ, 1978, т. 23, № 12, с. 1948—1953.
- [5] Шварц К. К. Физика оптической записи в диэлектриках и полупроводниках. Рига: Зинатне, 1986. 232 с.
- [6] Рейфельде М. Я., Озол А. О., Шварц К. К. Изв. АН ЛатвССР, 1986, № 3, с. 128—131.
- [7] Рейфельде М. Я. Автореф. канд. дис. Саласпилс, 1986. 16 с.
- [8] Гульмазаров Э. С., Смирнова Т. Н., Тихонов Е. А. ЖТФ, 1987, т. 57, № 5, с. 932—936.
- [9] Гульмазаров Э. С., Смирнова Т. Н., Тихонов Е. А., Шпак М. Т. УФЖ, 1988, т. 33, № 1, с. 8—10.