

06;07;12

## Оптический синтез световодов из фотополимеров

© В.А. Вдовин, А.Л. Лонин, С.Н. Менсов

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,  
603600 Нижний Новгород, Россия

(Поступило в Редакцию 3 июля 2000 г.)

Экспериментально и численно исследуется динамика оптического синтеза волноведущего канала в слабопоглощающей фотополимеризующейся композиции — нелинейной фокусирующей среде с памятью. Предложена качественная модель процесса формирования неужириющегося световода. Показано, что протяженный ( $\geq 1$  см) световод образуется только в достаточно контрастной ( $\gamma \geq 2$ ) среде.

Современные фотополимеры находят широкое применение при создании объемных структур в стереолитографии [1], в системах записи фазовых голограмм [2]. Для этого достаточно задать распределение интенсивности света внутри среды в соответствии с геометрической формой структуры, которую необходимо получить. В то же время плотность полимера, а следовательно, и его нелинейная добавка к показателю преломления зависят от условий полимеризации [3], что позволяет получать градиентные среды при использовании излучения с неоднородным распределением интенсивности. Однако рефракция (линейная и нелинейная) лучей затрудняет формирование необходимого пространственного распределения световой интенсивности в такой среде. Так, для образования протяженного неужириющегося световода необходимо реализовать процесс "самоканализации" светового пучка в фотополимере — нелинейной фокусирующей среде с памятью.

"Самоканализация" пучка излучения HeCd-лазера ( $\lambda = 0.325 \mu\text{m}$ ) в фотополимеризующихся композициях, чувствительных только в ультрафиолетовом диапазоне, была численно и экспериментально рассмотрена в [4]. Однако сильное поглощение ультрафиолетового излучения в таких композициях позволило добиться самоканализации излучения лишь на дистанциях менее миллиметра.

Фотополимерные композиции [5], полимеризующиеся под воздействием электромагнитного излучения видимого диапазона, обладают малым поглощением как на начальном этапе полимеризации, так и после ее завершения и, без сомнения, являются перспективным конструктивным материалом для световодной техники.

В данной работе численно и экспериментально исследуется возможность оптического ( $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$ ) формирования световода путем самоканализации световых пучков в слабопоглощающей фотополимеризующейся композиции.

### Численное моделирование взаимодействия световых пучков с фотополимером

Постоянная времени полимеризации фотополимера на несколько порядков больше характерного временного масштаба изменения световой волны. Поэтому для ис-

следования динамики самовоздействия светового пучка в нелинейной фотополимеризующейся среде с памятью можно использовать квазистационарное приближение, при котором распределение комплексной амплитуды цилиндрически-симметричного пучка  $E(r, z)$  с узким пространственным спектром в каждый последовательный момент времени описывается стационарным параболическим уравнением, которое без учета поглощения имеет вид [6]

$$2ik \frac{\partial E(r, z)}{\partial z} = \Delta_{\perp} E(r, z) + k^2 \frac{2\Delta n(r, z, t)}{n_m} E(r, z) \quad (1)$$

со стационарными граничными условиями

$$E(r, 0) = E(0, 0) \exp\left(-\frac{r^2}{a^2}\right). \quad (2)$$

Здесь  $a$  — полуширина;  $k$  — волновое число;  $\Delta n(r, z, t)$  — положительная добавка к показателю преломления фотополимеризующейся композиции, определяемая предысторией процесса. Ее максимальное значение  $\Delta n_{\text{max}} = n_p - n_m$ , где  $n_p$  и  $n_m$  — соответственно показатели преломления полимера и мономера.

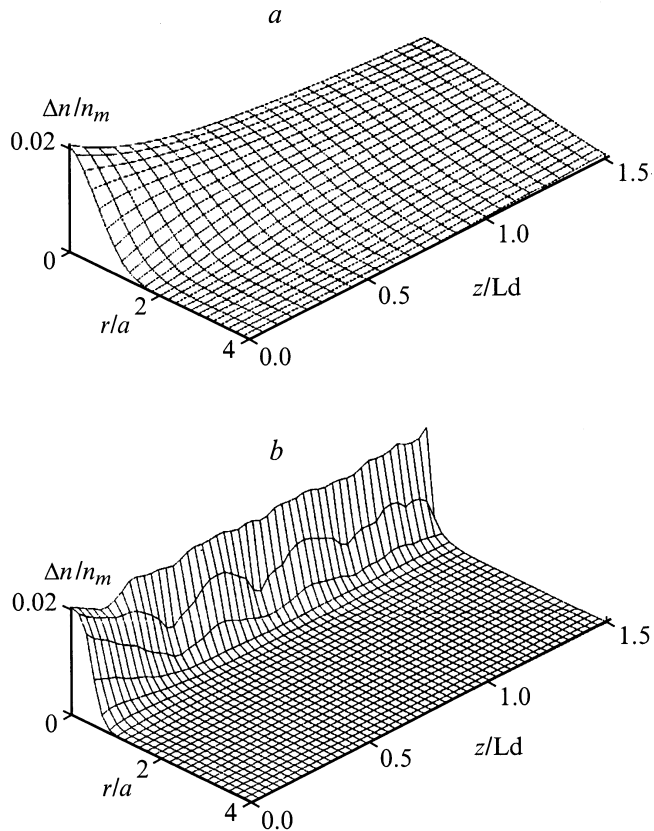
Изменение показателя преломления фотополимеризующейся композиции можно определить экспозиционный характеристикой [7]

$$\Delta n(r, z, t) = \Delta n_{\text{max}} (1 - \exp[-(H(r, z, t)H_0^{-1})^{\gamma}]), \quad (3)$$

где  $H(r, z, t) = \int_0^t |E(r, z, t')|^2 dt'$  — экспозиция,  $H_0$  — нормировочный коэффициент, а фактор  $\gamma > 0$  определяет контраст данного фотоматериала; обычно  $1 \leq \gamma \leq 10$ .

Численный эксперимент проводился для пучка шириной  $a = 20 \mu\text{m}$  с  $\lambda = 0.63 \mu\text{m}$  и  $\Delta n_{\text{max}} = 0.02n_m$  при различных значениях фактора  $\gamma$  на дистанциях порядка дифракционной длины  $L_d = ka^2/2$ .

Показано, что качественный вид профиля показателя преломления фотополимерной среды (канала) вдоль трассы распространения светового пучка существенным образом зависит от фактора  $\gamma$ . При  $\gamma \approx 1$  образующийся в фотополимере канал воспроизводит (рис. 1, а) профиль расходящегося гауссова пучка. В случае же  $\gamma \geq 2$  формируется практически однородный вдоль  $z$



**Рис. 1.** Распределение показателя преломления в полимерном треке.  $\gamma = 1$  (a), 2 (b).

канал, поперечное сечение которого повторяет (рис. 1, b) профиль входного гауссова светового пучка — наступает "самоканализация". Динамика развития процесса самоканализации иллюстрируется графиками зависимостей показателя преломления (рис. 2, a) и модуля амплитуды светового поля (рис. 2, b) на оси симметрии канала от продольной координаты  $z$  и времени  $t$ . Видно, что протяженность канала вдоль оси  $z$  достигается за счет эффекта последовательной фокусировки, в результате которого возникают локальные максимумы интенсивности, определяющие неуширение поперечного размера канала. Однородность же канала получается в результате усреднения (с учетом эффекта насыщения экспозиционной характеристики (3)) вклада в экспозицию этих перемещающихся вдоль канала по направлению к источнику излучения локальных максимумов.

### "Линзовая" модель эффекта самоканализации

Для качественного объяснения условий формирования неуширяющегося волновода можно предложить следующую модель. При распространении гауссова пучка (2) в однородной среде распределение комплексной амплиту-

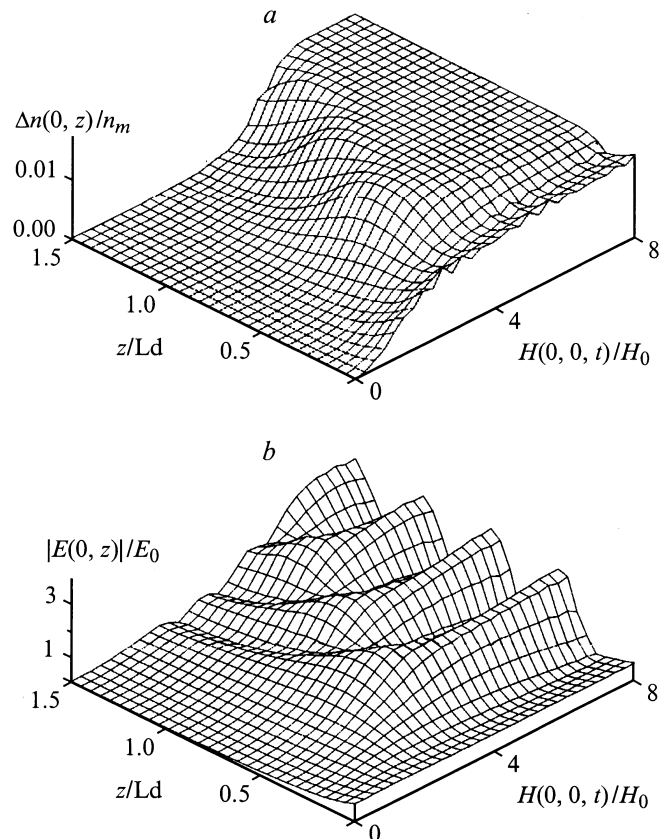
ды поля имеет вид

$$E(r, z) = E(0, 0) \left(1 + \frac{z^2}{L_d^2}\right)^{-0.5} \times \exp\left[-\frac{r^2}{a^2} \left(1 + \frac{z^2}{L_d^2}\right)^{-1}\right] \times \exp\left[-\frac{ikr^2}{2} \left(1 + \frac{z^2}{L_d^2}\right)^{-1} \frac{z}{L_d^2}\right]. \quad (4)$$

В начале полимеризации ( $tE^2 \ll H_0$ ), пока добавка к показателю преломления еще не достигла величины, достаточной для существенного обратного влияния на пучок, изменение показателя преломления будет повторять распределение интенсивности поля  $E(r, z)$  (4) в падающем пучке и с учетом экспозиционной характеристики (3) будет иметь вид

$$\Delta n(r, z) = \Delta n_{\max} (1 - \exp(-t|E(r, z)|^2 H_0^{-1})^\gamma). \quad (5)$$

Определим продольный размер  $l$  образующейся неоднородности как расстояние, на котором значение добавки к показателю преломления на оси пучка падает в  $e$  раз. Его можно оценить из формулы (5), которая при  $r = 0$



**Рис. 2.** Осевое распределение показателя преломления (a) и безразмерной амплитуды светового поля (b) в зависимости от экспозиции.

и  $(tE^2) \ll H_0$  принимает вид

$$\Delta n(0, z) \approx \Delta n_{\max} \left[ \frac{t|E(0, 0)|^2}{H_0} \right]^\gamma \left( 1 + \frac{z^2}{L_d^2} \right)^{-\gamma}. \quad (5a)$$

Соответственно

$$l \approx L_d \sqrt{\exp(\gamma^{-1}) - 1}. \quad (6)$$

Из выражения (6) видно, что при  $\gamma \approx 1$  формируется протяженный полимерный трек, причем его поперечный размер увеличивается по оси  $z$  в соответствии с формой расходящегося пучка (4). Для больших же  $\gamma$  образуется относительно короткий трек. Поэтому можно считать, что вблизи начальной плоскости ( $z = 0$ ) при больших  $\gamma$  формируется тонкая линза со следующим коэффициентом пропускания:

$$T(r) = \exp(ikd\Delta n(r, z)) \approx \exp\left( ik\Delta n(0, 0)d - \frac{ikr^2}{2}p \right). \quad (7)$$

Здесь  $p$  — светосила линзы. Принимая во внимание, что при малых  $t$  в приосевой области

$$\Delta n(r, 0) \approx n_{\max}(t|E(0, 0)|^2 H_0^{-1})^\gamma \frac{2\gamma}{a^2} r^2, \quad (5b)$$

с учетом (6) и (7) выражение для светосилы будет следующее:

$$p = 2k\gamma \sqrt{\exp(\gamma^{-1}) - 1} \Delta n_{\max}(t|E(0, 0)|^2 H_0^{-1})^\gamma. \quad (8)$$

Образовавшаяся линза начинает фокусировать исходный гауссов пучок  $E(r, 0)$  (4). Соответствующее распределение интенсивности за ней в парааксиальном приближении Френеля [8] будет иметь вид

$$|E(r, z)|^2 = \frac{a^2}{L_d^2} \left( \frac{z^2}{L_d^2} + (1 - zp)^2 \right)^{-1} \times \exp\left( -\frac{2r^2}{a^2} \left( \frac{z^2}{L_d^2} + (1 - zp)^2 \right)^{-1} \right). \quad (9)$$

Отсюда можно найти расстояние  $z_0$ , на котором гауссов пучок имеет максимум интенсивности (а также минимальную ширину  $\Delta r$ ). Зависимости  $z_0$  и  $\Delta r$  от светосилы линзы  $p$  приведены на рис. 3. Видно, что ширина пучка в сечении  $z = z_0$  для  $p > 1/L_d$  меньше его исходной ширины ( $z = 0$ ). Следовательно, здесь интенсивность излучения превышает входную, и полимеризация протекает быстрее. Это в свою очередь приводит к формированию в области  $z = z_0$  очередного локального максимума в распределении показателя преломления среды, как и следует из результатов численного эксперимента (рис. 2, а). Далее, по мере увеличения светосилы наведенной линзы (8) максимум интенсивности перемещается по направлению к входной плоскости, что приводит к последовательному формированию участка

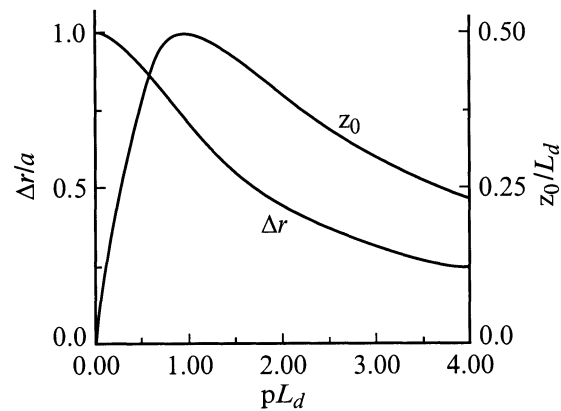


Рис. 3. Зависимость положения  $z_0$  и ширины  $\Delta r$  максимума интенсивности гауссова пучка от светосилы линзы  $p$ .

тонкого канала из полимеризованной композиции длиной  $\sim L_d/2$ . Световой пучок на выходе этого канала во многом подобен самому себе на входе в среду, и поэтому далее аналогичным образом формируется очередной участок полимерного канала. В результате такой серии последовательных фокусировок растет протяженный канал с поперечным размером, близким к ширине пучка в начальном сечении.

### Экспериментальное исследование процесса формирования световода

Процесс оптического образования тонкого канала экспериментально исследовался при полимеризации композиции на основе ОКМ-2 с фотоинициатором, чувствительным к излучению в спектральной области  $\lambda < 0.65 \mu\text{m}$ . Контраст такой среды зависит от интенсивности излучения  $I$  и принимает при  $I_1 = 100 \text{ mW/mm}^2$  и  $I_2 = 10 \text{ mW/mm}^2$  соответственно значения  $\gamma_1 \approx 1$  и  $\gamma_2 \approx 2$ . Пучок света с полушириной в перетяжке  $a = 15 \mu\text{m}$  формировался путем фокусировки излучения точечного источника. Точечный источник создавался из луча гелий-неонового лазера ( $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$ ) короткофокусной линзой, в фокальной плоскости которой был установлен фильтр низких пространственных частот в виде отверстия диаметром  $20 \mu\text{m}$ , сделанного в тонкой непрозрачной фольге [9]. Уровень мощности в пучке контролировался перед началом экспериментом фотодиодом и регулировался при помощи поляризационного аттенюатора.

Формирование полимерного трека производилось с торца стеклянной кюветы, помещаемого в перетяжку пучка. Визуализация трека осуществлялась посредством его боковой подсветки инфракрасным ( $\lambda = 0.89 \mu\text{m}$ ) излучением светодиода. Динамика процесса полимеризации регистрировалась с помощью видекамеры.

При плотности мощности излучения  $I_1 = 10 \text{ mW/mm}^2$  экспериментально был получен тонкий канал шириной  $30 \mu\text{m}$  и длиной  $1.5 \text{ cm}$ . Его фотография

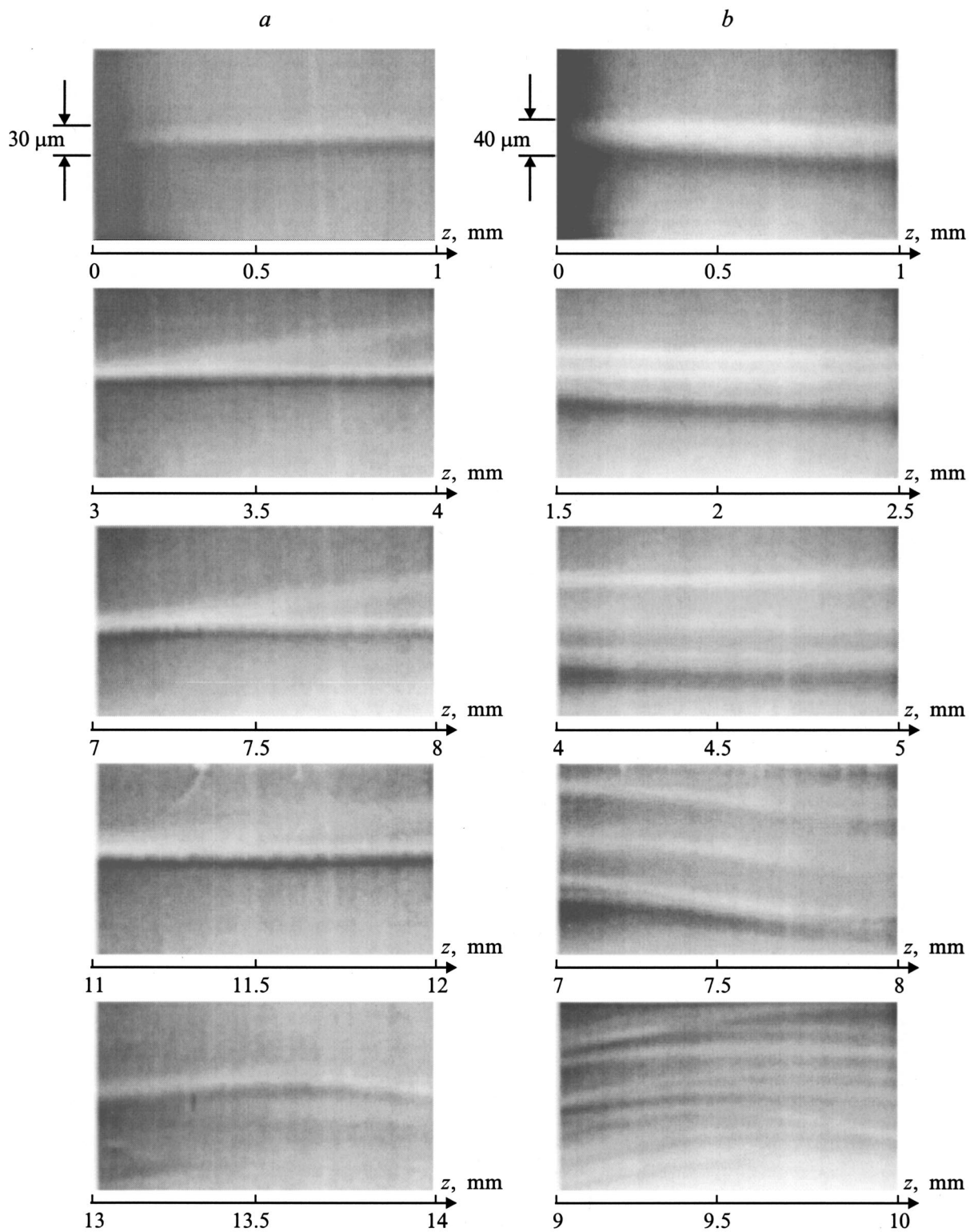


Рис. 4. Фотографии полимерного трека при различных плотностях мощности излучения.  $a - \gamma_1 \approx 1$ ,  $b - \gamma_2 \approx 2$ .

приведена на рис. 4, *a*. В случае же плотности мощности  $I_2 = 100 \text{ mW/mm}^2$ , как видно из рис. 4, *b* формируется расходящийся трек. К тому же такой трек становится неоднородным ввиду развития неустойчивости в фокусирующей нелинейной среде [7].

Таким образом, слабопоглощающие фотополимеризующие композиции позволяют оптическим способом синтезировать не уширяющиеся протяженные световоды с градиентным поперечным профилем показателя преломления при условии достаточного контраста ( $\gamma \geq 2$ ) среды. Важно отметить, что предложенная технология создания волноведущих каналов не требует большой мощности иницирующего лазерного луча и обеспечивает практически безотходное использование рабочего материала.

Работа выполнена при поддержке грантов КЦФЕ 97-0-8.3-82 и ГНТС 02.07.01.07.

## Список литературы

- [1] *Kruth J.P.* // Annals of CIRP. 1991. Vol. 40/2. P. 69.
- [2] *Volodin B.L., Kippelen B., Meerholz K.* et al. // Nature. 1996. Vol. 383. P. 58.
- [3] *Гинсбург Л.И., Кривченко Е.И., Егорова Е.И.* // Тез. докл. Всесоюз. конф. Радикальная полимеризация. Горький, 1989. С. 125.
- [4] *Kewitsh A.S., Yariv A.* // Opt. Lett. 1996. Vol. 21/1. P. 24.
- [5] *Абакумов Г.А., Вдовин В.А., Мамышева О.Н.* и др. // Тез. докл. 5-й конф. по химии и физикохимии олигомеров. Черноголовка, 1994.
- [6] *Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П.* Теория волн. М.: Наука, 1979. 384 с.
- [7] *Абакумов Г.А., Менсов С.Н., Семенов А.В.* // Опт. и спектр. 1999. Т. 86. № 6. С. 1029.
- [8] *Зверев В.А.* Формирование изображений волновыми полями. Нижний Новгород: ИПФ РАН 1998. 252 с.
- [9] *Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л.* Оптическая голография. М.: Мир, 1973. 686 с.