

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского
Национальный исследовательский университет

С.Н. Менсов
Ю.В. Полуштайцев

НЕЛИНЕЙНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ МАЛОЙ МОЩНОСТИ В ФОТОПОЛИМЕРИЗУЮЩИХСЯ СРЕДАХ

Учебно-методическое пособие

Рекомендовано методической комиссией радиофизического факультета
для студентов ННГУ, обучающихся по направлению подготовки
03.03.03 – «Радиофизика»

Нижний Новгород
2015

УДК 535.3:541.64

ББК 22.34

М50

М50 Менсов С.Н., Полуштайцев Ю.В. Нелинейные процессы при распространении лазерных пучков малой мощности в фотополимеризующихся средах: Учебно-методическое пособие. – Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, 2015. – 38с.

Рецензент: канд. физ.-мат. наук, доцент **А.В. Маругин**

Рассмотрен процесс формирования диэлектрических волноведущих структур в прозрачной фотополимеризующейся среде излучением малой интенсивности. Приведены квазилинейные аналитические модели, позволяющие интерпретировать основные закономерности самоканалирования и взаимодействия лазерных пучков в такой нелинейной среде. Определены условия формирования общего непрямолинейного канала и разветвлённых волноведущих структур при распространении нескольких световых пучков. Представлены результаты численного моделирования и экспериментов по коннектированию световодов в фотополимеризующейся композиции на основе олигомера ОКМ-2 лазерными пучками, распространяющимися из торцов оптических волокон.

Пособие предназначено для студентов, обучающихся по программе бакалавриата и магистратуры по направлению "Радиофизика" и специализирующихся в области лазерной физики и оптики. Приведённые результаты оригинальных исследований позволят расширить представления о современных методах физической и нелинейной оптики.

Ответственные за выпуск:

председатель методической комиссии радиофизического факультета ННГУ,
к.ф.-м.н., доцент **Н.Д. Миловский**,
зам. председателя методической комиссии радиофизического факультета
ННГУ,
д.ф.-м.н., профессор **Е.З. Грибова**

УДК 535.3:541.64

ББК 22.34

© Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского, 2015

Оглавление

Введение	4
1. Оптическое создание неоднородного распределения показателя преломления в ФПК.....	6
1.1. Механизмы формирования градиентов показателя преломления при неполной конверсии олигомера	6
1.2. Использование неполимеризационноспособных компонент в ФПК для создания стабильных полимерных структур, неоднородных по показателю преломления.....	9
2. Квазилинейные модели распространения и взаимодействия световых пучков в фотополимеризующихся средах.....	10
2.1. Самоканалирование оптических пучков в слабопоглощающих ФПК	10
2.2. Формирование объединённого волноведущего канала пересекающимися световыми пучками	12
2.3. Взаимовлияние сонаправленных световых пучков в ФПК	14
2.4. Взаимовлияние встречно-направленных световых пучков в ФПК.....	16
2.5. Пристыковка канала к световоду	17
3. Численное моделирование нелинейных волновых процессов в ФПК	19
3.1. Формирование волноведущих структур в ФПК	19
3.2. Эффективность оптического соединения одномодовых световодов.....	22
3.3. Эффективность оптического соединения световодов разного сечения	24
3.4. Эффективность оптического соединения многомодовых световодов	25
3.5. Устойчивость процесса самоканалирования излучения в ФПК	26
4. Экспериментальная реализация процесса взаимодействия световых пучков и создание полимерных волноведущих структур из ФПК.....	28
Заключение	34
Список литературы	35

Введение

Фотополимеризующиеся композиции (ФПК) на основе олигомеров, которые при полимеризации образуют полимерную сетку, способны сохранять неоднородность структуры уже на малых конверсиях [1-3]. Поэтому они могут служить эффективным материалом для создания волноведущих структур, в которых необходимо обеспечить градиент показателя преломления среды [4,5]. Процесс отверждения ФПК сопровождается изменением показателя преломления, определяемым конверсией мономера в полимер [1-3,6]. При использовании современных фотоинициаторов, чувствительных к видимому свету, требуемое распределение показателя преломления можно создать пространственно-неоднородным экспонированием среды [6]. Благодаря тому, что фотоинициаторы обладают красной границей фоточувствительности, которая, как правило, находится в видимой области спектра, получаемые градиентные полимерные структуры устойчивы к воздействию более длинноволнового инфракрасного (ИК) излучения [6,7] и могут быть применены в оптоволоконных системах. Нелинейный характер модификации прозрачных ФПК в процессе полимеризации позволяет реализовывать нелинейные волновые процессы – в таких средах возможно самоканалирование тонких световых пучков (единицы микрон) на протяжённых трассах (десятки миллиметров) [4,5,8,9]. Сформированные видимым светом неуширяющиеся полимерные каналы способны локализовать в себе и ИК излучение [10-12]. Распространяющиеся в непосредственной близости друг от друга пучки с существенной дифракционной расходимостью оказывают взаимное влияние [13-16]. Даже изначально параллельные пучки могут изменять своё направление, распространяясь по непрямолинейным траекториям и формируя искривлённые каналы [17-19].

В работе рассмотрен процесс формирования видимым излучением малой интенсивности диэлектрических волноведущих структур в прозрачных фотополимеризующихся композициях. Обсуждаются механизмы создания градиентов показателя преломления в ФПК неоднородным по интенсивности излучением. Приводятся квазилинейные аналитические модели, позволяющие интерпретировать основные закономерности взаимодействия световых пучков с такой нереверсивной нелинейной средой. В безабберационном приближении определены условия самоканалирования световых пучков с существенной дифракционной расходимостью в ФПК и формирования непрямолинейных, разветвлённых волноведущих структур как при пересечении нескольких взаимодействующих оптических пучков, так и при их изначально параллельном распространении. Показана возможность пристыковки формируемого излучением в ФПК полимерного канала к световоду. Представлены результаты численного моделирования процесса взаимодействия оптического излучения с фотополимеризующейся средой, основанного на решении волнового уравнения в квазистационарном приближении как для гауссовых световых пучков, так и для пучков, выходящих из торцов одномодовых и многомодовых световодов. Обсуждаются условия минимизации оптических потерь в формируемых из ФПК соединяющих элементах для волоконных световодов не только одинакового, но и

разного сечения. Анализируется устойчивость процесса самоканалирования излучения в ФПК. Приводятся экспериментальные данные по формированию лазерным излучением (длина волны 635 *нм*) объединённых волноведущих структур в ФПК на основе олигомера ОКМ-2: микрофотографии синтезированных полимерных коннекторов для пары световодов и результаты измерения потерь в таких структурах для ИК излучения(1550 *нм*).

1. Оптическое создание неоднородного распределения показателя преломления в ФПК

В последнее время для создания структур, неоднородных по показателю преломления, всё более широкое применение находят фотополимеризующиеся композиции. Современные ФПК – это прозрачные материалы, в которых под действием светового поля происходит необратимый переход от жидкого мономера к твёрдому полимеру, сопровождающийся увеличением показателя преломления. Процесс фотополимеризации протекает по радикальному механизму, поэтому такой фоторегистрирующий материал обладает достаточно высокой светочувствительностью – требуется излучение с интенсивностью всего в единицы $mВт / мм^2$. Применение методов лазерной физики позволяет производить неоднородную по объёму полимеризацию и создавать неоднородные по показателю преломления структуры.

1.1. Механизмы формирования градиентов показателя преломления при неполной конверсии олигомера

Формирование неоднородных полимерных структур в ФПК включает два основных процесса: радикальную полимеризацию и диффузионный массоперенос [20,21]:

$$-\frac{\partial M}{\partial t} = V(M) + \text{div} \mathbf{j}_M, \quad (1.1)$$

где M – концентрация мономера, \mathbf{j}_M – поток мономера, $V(M)$ – скорость изменения концентрации мономера, которая при экспонировании ФПК определяется расходом мономера на рост молекул полимера [1-3]:

$$V(M) = \gamma \cdot \frac{J(x)}{H_0} \cdot (M - M_{\min}) \cdot \left\{ -\ln \left(\frac{M - M_{\min}}{1 - M_{\min}} \right) \right\}^{1 - \frac{1}{\gamma}}, \quad (1.2)$$

где γ и H_0 – параметры, характеризующие контраст композиции, $J(x)$ – интенсивность иницирующего излучения, M_{\min} – минимально достижимая концентрация мономера.

Зависимость (1.2) учитывает как возрастание скорости реакции в начале процесса полимеризации, так и её снижение на высоких конверсиях мономера. Данная зависимость характерна для композиций, созданных на основе различных олигомеров (рис.1.1). При пространственно неоднородном фотоиницировании ФПК возникает и диффузия мономера, обусловленная разницей концентраций мономера в соседних областях пространства [20,21].

В ходе процесса фотополимеризации композицию можно считать изотропной двухкомпонентной средой, состоящей из слабо связанных молекул мономера и полимера. Резонансные частоты взаимодействия таких высокомолекулярных соединений с электромагнитным излучением находятся в более низкочастотной области, чем оптический диапазон, – поляризуемость смеси моно-

мер-полимер является аддитивной функцией их объёмных долей. В соответствии с формулой Лорентц-Лоренца для многокомпонентной смеси показатель преломления полимеризующей среды определяется соотношением [20,22]:

$$n = n_M \cdot M + n_P \cdot P, \quad (1.3)$$

где n_M и n_P – показатели преломления мономера и полимера, $P = 1 - M$ – концентрация полимера.

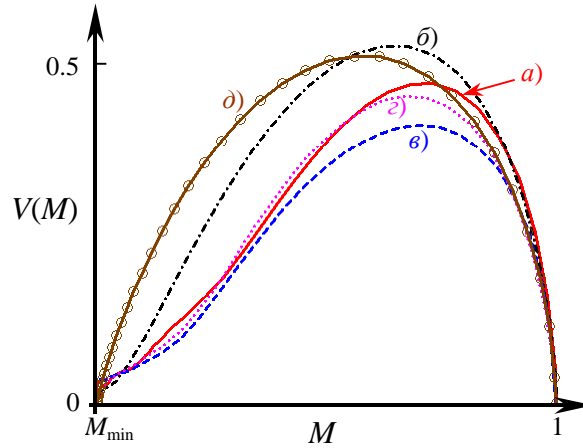


Рис.1.1 – Зависимость скорости полимеризации от концентрации мономера:
а) – ОКМ-2; б) – ТГМ-3; в) – ДМЭГ; г) – ДМДЭГ; д) – зависимость (1.2).

Соотношение (1.3) совместно с (1.1) и (1.2) позволяет получить систему уравнений для расчёта нелинейной добавки к показателю преломления ФПК $\Delta n = n - n_M$ в процессе фотополимеризации [20]:

$$\begin{cases} \frac{\partial \Delta n(x, t)}{\partial t} = \Delta n_{\max} \cdot V(\Delta n) + D_{MP} \cdot \left[\frac{\partial^2 (\Delta n)}{\partial x^2} - \frac{1}{P^*} \left(\frac{\partial (\Delta n)}{\partial x} \right)^2 \right] \\ V(\Delta n) = \gamma \cdot \frac{J(x)}{H_0} \cdot \left[-\ln \left[1 - \frac{\Delta n}{\Delta n_{\max}} \right] \right]^{1-\frac{1}{\gamma}} \cdot \left[1 - \frac{\Delta n}{\Delta n_{\max}} \right] \\ D_{MP}(\Delta n) = D_M \cdot \exp \left\{ -\frac{\Delta n}{\Delta n_{\max} \cdot P^*} \right\} \end{cases} \quad (1.4)$$

Здесь D_M – коэффициент самодиффузии мономера, D_{MP} – коэффициент взаимодиффузии в системе мономер-полимер, P^* – значение массовой доли полимера, при котором наступает характерное изменение его вязкости (лежит в интервале 0.05 – 0.2), Δn_{\max} – максимальное изменение показателя преломления:

$$\Delta n_{\max} = (n_P - n_M) \cdot (1 - M_{\min}). \quad (1.5)$$

Вследствие диффузии компонентов ФПК регистрация световых распределений на различных пространственных частотах происходит с разной эффективностью (рис.1.2) – жидкие фотополимеризующие среды обладают частотно-контрастной характеристикой (ЧКХ) [20]. Для любых пространственных частот амплитуда распределения показателя преломления $n(x)$ достигает максимума при $t \sim t_p$, когда скорость модификации среды максимальна. Её значение существенно зависит от пространственной частоты u регистрируемого све-

того поля и характерного диффузионного масштаба $\beta = (t_p \cdot D_M)^{0.5}$. Здесь $t_p = H_0/J_0$ – характерное время полимеризации, $J_0 = \langle J(x) \rangle_x$ – среднее значение распределения интенсивности по координате x .

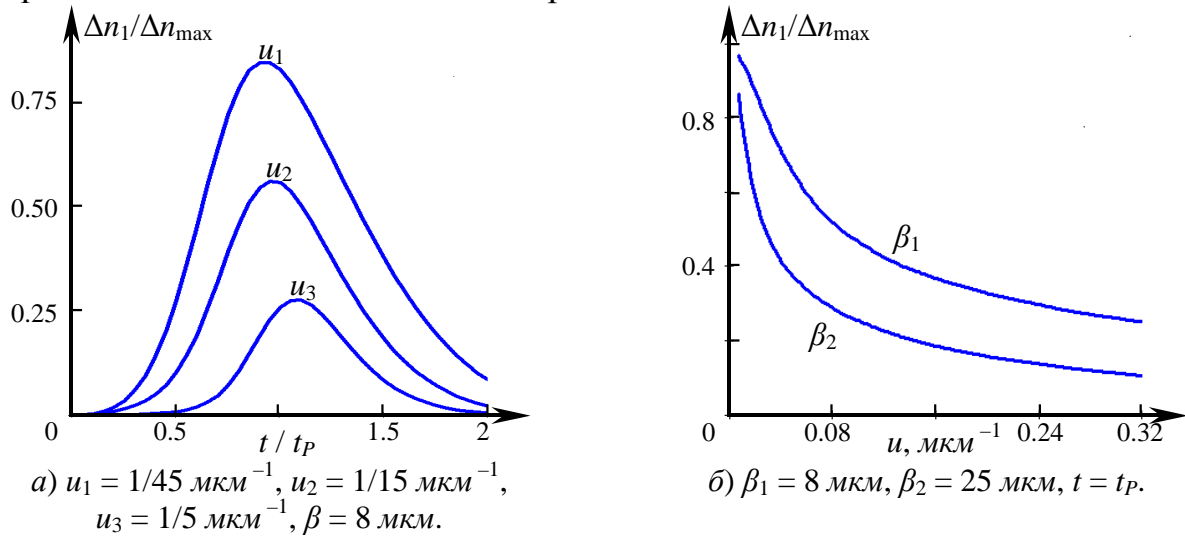


Рис.1.2 – Частотно-контрастная характеристика ФПК.

Для стандартной ФПК с параметрами $g = 3$, $H_0 = 30 \text{ мВт} \cdot \text{с} / \text{мм}^2$, $D_M \approx 50 \text{ мкм}^2 / \text{с}$ [2,6], регистрация распределений интенсивности с пространственным периодом $u = 10 \text{ мкм}$ может эффективно осуществляться при $J_0 \approx 15 \text{ мВт} / \text{мм}^2$ [20]. В этом случае диффузия не оказывает значительного влияния на профиль формирующейся полимерной структуры. При анализе процесса формирования волноведущих структур оптическими пучками, распространяющимися из торцов световодов (диаметр ядра наиболее распространённых оптических волокон составляет от 3 до 50 мкм), диффузионными процессами можно пренебречь и считать, что изменение показателя преломления определяется только экспозицией H :

$$\Delta n(H) = \Delta n_{\max} \cdot \left[1 - \exp \left\{ - \left(\frac{H}{H_0} \right)^g \right\} \right], \quad H(x, t) = \int_0^t J(x, \tau) d\tau. \quad (1.6)$$

При оптическом создании неоднородных по показателю преломления полимерных структур требуемое распределение $\Delta n(x)$ достигается продолжительностью экспонирования среды [4,5,8,9], которое определяет соотношение концентраций мономера и полимера в ФПК. Такая оптически неоднородная структура из ФПК является нестабильной – композиция остаётся активной к воздействию светового поля после прекращения процесса экспонирования. При полной конверсии мономера наведённые во время экспонирования неоднородным световым полем градиенты показателя преломления композиции «стираются» [20], и образуется однородный полимерный слой (рис.1.2а). Поэтому можно использовать такие неоднородные структуры в оптических системах, в которых излучение имеет спектральные характеристики, лежащие вне области фоточувствительности ФПК [7].

1.2. Использование неполимеризационноспособных компонент в ФПК для создания стабильных полимерных структур, неоднородных по показателю преломления

Сохранить неоднородное распределение показателя преломления можно и при полной полимеризации, используя композиции с неполимеризационноспособными добавками [23,24], которыми могут являться низкомолекулярные органические растворители, как правило, присутствующие в ФПК. Нейтральная компонента (НК) не участвует в процессе полимеризации, но может эффективно перераспределяться в объёме полимеризата за счёт взаимной диффузии с другими компонентами ФПК [24]:

$$\left\{ \begin{array}{l} -\frac{\partial N}{\partial t} = \text{div} \mathbf{j}_N \\ -\frac{\partial M}{\partial t} = V(M, N) + \text{div} \mathbf{j}_M \\ V(M, N) = \gamma \cdot \frac{J}{H_0} \cdot M \cdot \left\{ -\ln \left(\frac{M}{1-N} \right) \right\}^{1-\frac{1}{\gamma}} \\ n = n_M M + n_P P + n_N N \end{array} \right. \quad (1.7)$$

Здесь N – концентрация НК, n_N – показатель преломления НК, \mathbf{j}_M – поток НК.

Использование композиций с неполимеризационноспособными добавками позволяет создавать градиентные полимерные структуры, стабильные и к видимому излучению (рис.1.3). Присутствие нейтральной компоненты не ухудшает профиль полимерной структуры в диапазоне пространственных частот $1/50 \dots 1 \text{ мкм}^{-1}$. В таких средах подбором концентрации нейтральной компоненты можно задавать и необходимое значение Δn_{max} (рис.1.4) [24].

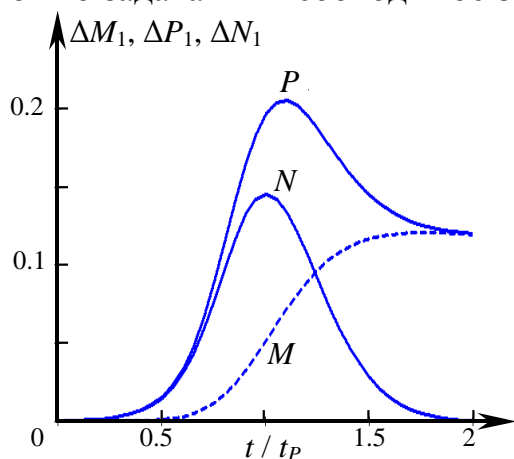


Рис.1.3 – Изменение амплитуд первых гармоник распределений компонент ФПК при полимеризации светом с периодическим пространственным распределением интенсивности ($u = 0.1 \text{ мкм}^{-1}$, $\beta = 25 \text{ мкм}$).

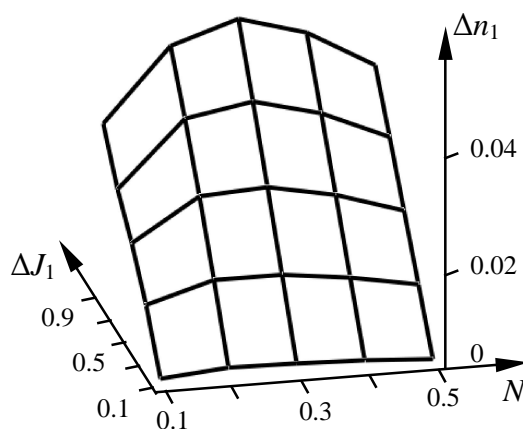


Рис.1.4 – Зависимость амплитуды итогового распределения показателя преломления Δn_1 от количества нейтральной компоненты N в ФПК и модуляции ΔJ_1 периодического пространственного распределения интенсивности воздействующего излучения ($u = 0.1 \text{ мкм}^{-1}$, $\beta = 25 \text{ мкм}$).

2. Квазилинейные модели распространения и взаимодействия световых пучков в фотополимеризующихся средах

Увеличение показателя преломления в процессе полимеризации ФПК позволяет скомпенсировать дифракционную расходимость тонких световых пучков ($\sim 1 \dots 10$ мкм) и за счёт нелинейной рефракции обеспечить их самоканалирование [4,5,25]. Слабое поглощение ФПК в видимом диапазоне даёт возможность реализовывать волноводные режимы распространения оптического излучения с сохранением геометрических параметров исходного сечения канала на трассах, длина которых достигает нескольких сантиметров. Хотя в прозрачных ФПК инициирующее излучение проникает достаточно глубоко, модификация среды при воздействии световых пучков с существенной дифракционной расходимостью происходит локализовано. Однако, в отличие от исследований других авторов, которые в основном направлены на изучение самоканалирования излучения в сильно поглощающих средах (фотополимеризующихся композициях, чувствительных к ультрафиолетовому излучению) [5,9,26], рост протяжённого канала осуществляется не за счёт движения фронта полимеризации, а за счёт перераспределения интенсивности в толще ФПК. В общем случае – это нестационарный волновой процесс. Однако основные его закономерности могут быть интерпретированы с помощью безаберрационной линзовой модели [4].

2.1. Самоканалирование оптических пучков в слабопоглощающих ФПК

Согласно «линзовой» модели [4,11] пучок с гауссовым профилем распределения интенсивности (рис.2.1а):

$$J(x, z, H) = \frac{J_0}{g(z, H)} \cdot \exp\left\{-\frac{x^2}{g(z, H) \cdot a^2}\right\} \quad (2.1)$$

инициирует фотополимеризацию в локализованной области вблизи входа излучения в среду, а формирующееся при этом неоднородное распределение показателя преломления (рис.2.1б) способно оказывать на пучок фокусирующее воздействие подобно линзе:

$$T(x, H) = \exp\left\{-ik \cdot l_T \cdot \Delta n(x, 0, H)\right\} \approx \exp\left\{-ik \cdot \frac{p(H)}{2} \cdot x^2 + i\varphi_0\right\}, \quad (2.2)$$

где $g(z, H) = [1 - z \cdot p(H)]^2 + (z / ka^2)^2$, a – полуширина пучка, k – волновое число, l_T – эффективная протяжённость формируемой линзы, определяемая по спаду $\Delta n(0, z, H)$ в e раз, $p(H)$ – светосила линзы, φ_0 – независимое от x слагаемое, изменение показателя преломления происходит в соответствии с экспозиционной характеристикой среды (1.4).

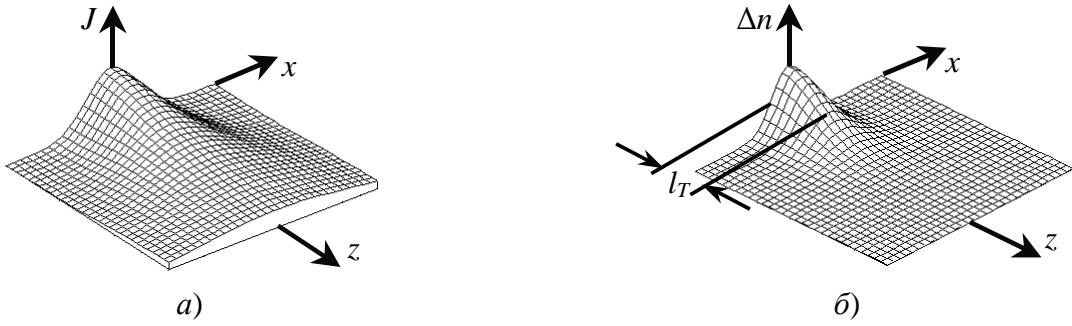


Рис.2.1 – Распределение интенсивности гауссова пучка (а) и показателя преломления ФПК (б) при $H \ll H_0$.

Для монохроматического воздействующего излучения светосила формирующейся линзы (2.2) не зависит от ширины пучка, а определяется только параметрами среды и экспозицией:

$$p(H) = 2k \cdot \delta n_{\max} \cdot \gamma \cdot \sqrt{\exp\{\gamma^{-1}\} - 1} \cdot \left(\frac{H}{H_0}\right)^\gamma \cdot \exp\left\{-\left(\frac{H}{H_0}\right)^\gamma\right\}. \quad (2.3)$$

При достаточной светосиле $p(H)$ возможна фокусировка воздействующего светового излучения. Принимая во внимание, что параметр $g(z, H)$ в выражении (2.1) учитывает изменение амплитуды и ширины пучка как в результате дифракции, так и вследствие фокусировки, нетрудно найти положение перетяжки пучка z_f и его поперечный размер a_f в этом сечении [11]:

$$z_f = \frac{(ka^2)^2 \cdot p(H)}{1 + [ka^2 \cdot p(H)]^2}, \quad a_f(a, p) = \frac{a}{\sqrt{1 + [ka^2 \cdot p(H)]^2}}. \quad (2.4)$$

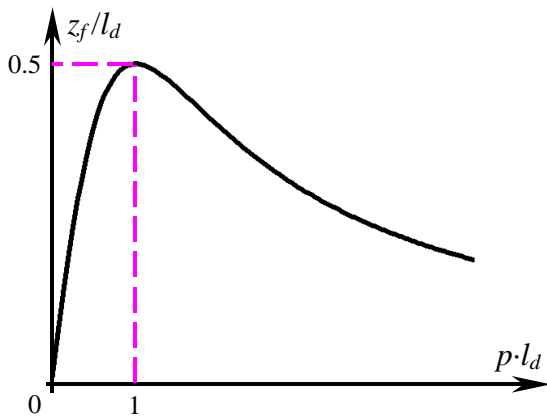


Рис.2.2 – Зависимость положения перетяжки сфокусированного гауссова пучка от светосилы линзы.

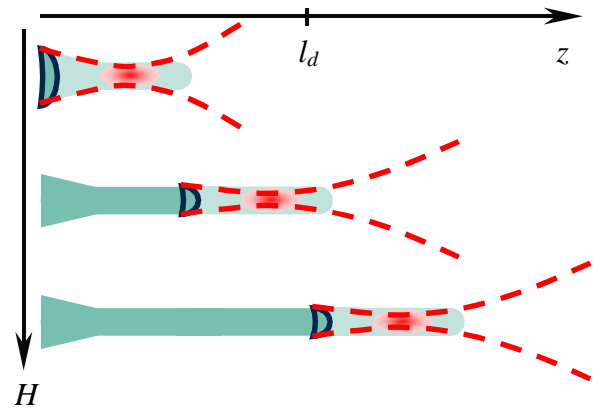


Рис.2.3 – Рост полимерного канала при самоканалировании излучения в ФПК.

Эффективная фокусировка гауссова пучка (рис.2.2) возможна лишь на расстоянии, не превышающем половину его дифракционной длины ($l_d = ka^2$). По мере увеличения экспозиции H , и, соответственно, светосилы $p(H)$, локальный максимум интенсивности сфокусированного излучения смещается к входной плоскости, формируя участок полимерного канала длиной $\Delta z \sim l_d/2$ (рис.2.3). Далее процесс повторяется: каждому этапу последовательного роста канала предшествует появление очередного локального максимума интенсивности, ко-

торый смещается в направлении, противоположном распространению пучка, приближаясь в пределе к неподвижному положению [4].

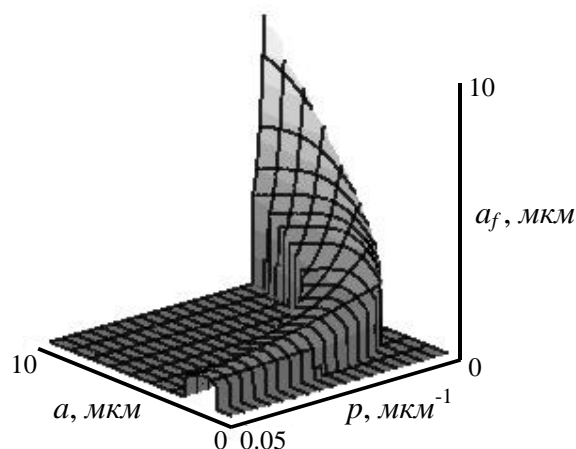


Рис.2.4 – Зависимость полуширины перетяжки сфокусированного гауссова пучка от его начальной полуширины и светосилы линзы.

Диаметр перетяжки на каждом шаге роста канала стремительно уменьшается: для более широких пучков сжатие создаваемого канала сильнее (рис.2.4) [11]. При этом, поперечный размер полимерных каналов, формируемых пучками различной ширины, после двух-трёх фокусировок становится практически одинаков. Минимальная ширина получаемого канала соответствует предельному условию волноводного распространения излучения в градиентной диэлектрической структуре [25].

2.2. Формирование объединённого волноведущего канала пересекающимися световыми пучками

В таких нелинейных нереверсивных средах, как фотополимеризующиеся композиции, оптические пучки способны взаимодействовать. Многообразие режимов взаимодействия позволяет оптическим способом создавать различные искривлённые волноведущие полимерные структуры, коннектирующие и разветвляющие элементы для волоконной оптики [13-19,26].

Характерный вид начального суммарного распределения интенсивности $J(x, z, 0)$ двух пересекающихся взаимно-некогерентных гауссовых световых пучков не имеет принципиальных отличий как при встречном (см. рис.2.5а), так и при сонаправленном (см. рис.2.5б) распространении [13-15]. Линии постоянной интенсивности, меньше J_{cr} , имеют крестообразный вид – уже в начальном распределении $J(x, z, 0)$ существуют «предвестники» формирования Х-структуры. К созданию единой волноведущей структуры приводит полное внутреннее отражение излучения от общей полимерной неоднородности, форма которой соответствует строению «округлых» изолиний, превышающих J_{cr} . Формирование этой отражающей неоднородности обусловлено существенной нелинейностью экспозиционной характеристики ФПК: различием скоростей полимеризации в центре области пересечения пучков и на периферии.

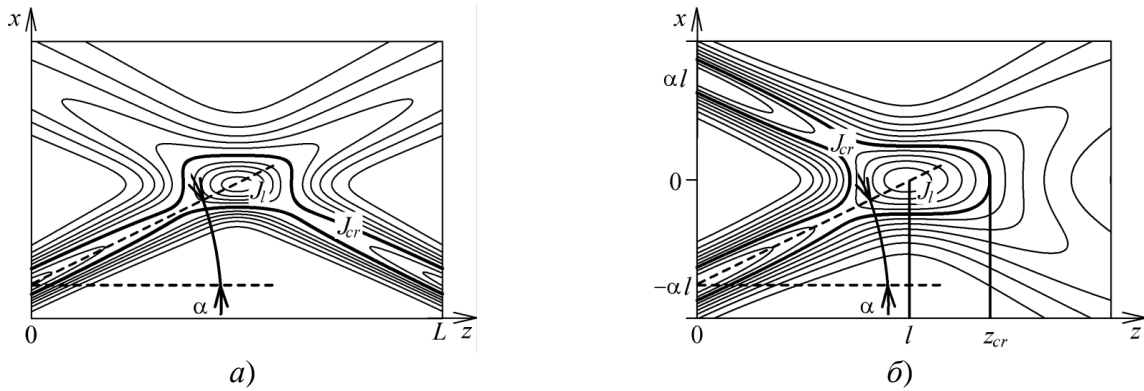


Рис.2.5 – Распределение суммарной интенсивности двух встречных (а) и сонаправленных (б) взаимно-некогерентных гауссовых пучков в однородной среде ($H = 0$).

Величина интенсивности в изолинии J_{cr} и в центре области пересечения J_1 зависят от взаимного наклона пучков α и расстояния до пересечения l (рис.2.5), а коэффициент отражения определяется максимальным изменением показателя преломления δn_{\max} . Для сонаправленно распространяющихся пучков соотношение $J_1/J_{cr} \approx \exp(0.5)$, и условие «слипания» каналов выглядит следующим образом [14]:

$$\alpha^2 < \alpha_{cr}^2 \approx 2 \cdot \delta n_{\max} \cdot \left(\frac{\gamma+1}{e} - 1 \right) \cdot (\sqrt{e} - 1). \quad (2.5)$$

Для стандартной фотополимеризующейся композиции с параметрами $\delta n_{\max} = 1\%$ и $\gamma = 3$ значение α_{cr} составляет 4.5° (рис.2.6а).

Условие «взаимозахвата» встречно-направленных световых пучков имеет более сложную зависимость отношения J_1/J_{cr} от параметров среды и взаимного расположения пучков [13]. Здесь величина α_{cr} является возрастающей функцией обратной ширины пучка, контраста среды и максимальной добавки к показателю преломления. Так, для ФПК с теми же параметрами значение α_{cr} составляет 1.5° при $l = l_d$ (рис.2.6б).

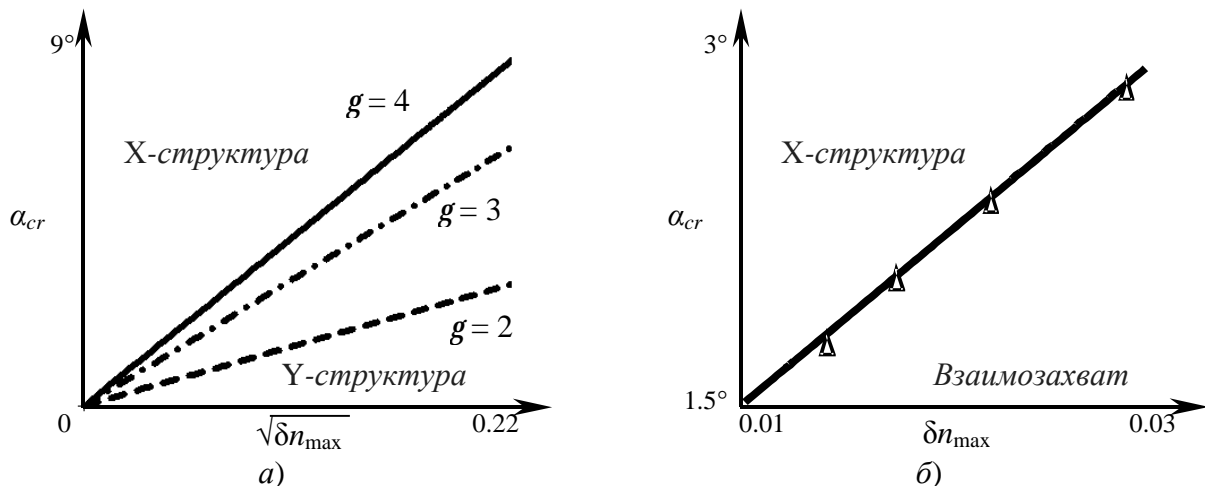


Рис.2.6 – Зависимость критического угла от максимального изменения показателя преломления ФПК для сонаправленных (а) и встречных (б) пучков.

При больших значениях l (несколько l_d) интенсивность в области взаимодействия настолько мала, что формирование общей полимерной неоднородности происходит сравнительно медленнее по отношению к тому, с какой скоро-

стью среда модифицируется вблизи входной области. В этом случае сначала происходит «индивидуальное» создание каналов каждым из пучков, которое будет почти независимым до тех пор, пока они не войдут в область формирования общей полимерной неоднородности. Иными словами, при вычислении условия взаимозахвата пучков имеет смысл рассматривать только $2l < l_d$, исключив целое число элементарных участков $\Delta z = l_d/2$.

Таким образом, два пучка, распространяющиеся под небольшим взаимным углом способны формировать не только крестообразные структуры. При величинах углов, меньших критического значения (определяемого характеристиками среды), происходит «слипание» каналов – формируется единая волноведущая структура, локализирующая оба пучка [13-15].

2.3. Взаимовлияние сонаправленных световых пучков в ФПК

В формируемых светом из ФПК градиентных световодах, особенно на начальных этапах воздействия, оптические пучки с существенной дифракционной расходимостью не могут быть полностью локализованы. Такие пучки способны оказывать взаимное влияние и вне области их непосредственного пересечения. А за счёт эффекта накопления на протяжённых трассах может произойти искривление траекторий распространения и пересечение даже таких световых пучков, оптические оси которых изначально не пересекаются. Формируемые при этом полимерные каналы уже не будут прямолинейными [17-19].

Сформулированная «линзовая» модель процесса формирования волноведущего канала в прозрачных ФПК позволяет интерпретировать и взаимовлияние световых пучков [17]. Здесь наличие другого пучка (рис.2.7) обуславливает несимметричность распределения интенсивности излучения относительно оси рассматриваемого пучка, соответственно, и оптически наводимые «линзы» также асимметричны:

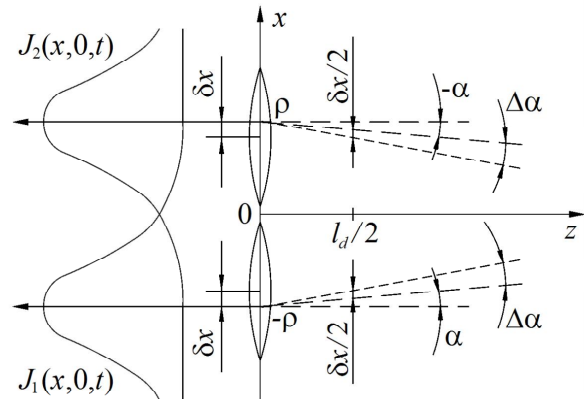


Рис.2.7 – Положение взаимодействующих сонаправленных гауссовых пучков и формируемых ими линзоподобных неоднородностей в ФПК.

$$T_1(x, H) \approx \exp \left\{ -ik \cdot \frac{p(H)}{2} \cdot (x + \rho - \delta\rho)^2 + i\varphi_0 \right\}, \quad (2.6)$$

где 2ρ – поперечное расстояние между оптическими осями пучков, $\delta\rho$ – смещение линзы в сторону соседнего пучка:

$$\delta\rho = \frac{2\rho}{1 + \exp\{(2\rho/a)^2\} - 2 \cdot (2\rho/a)^2}. \quad (2.7)$$

Помимо фокусировки пучка такая асимметричная линза изменяет направление его распространения, а полимерный канал на каждом формирующемся уча-

стке длиной Δz дополнительно наклоняется в сторону соседнего пучка на угол $\Delta\alpha = \delta\rho / l_d$.

В результате, на каждом этапе такого последовательного процесса самоканалирования излучения в ФПК расстояние между взаимодействующими пучками будет изменяться на величину:

$$2\Delta\rho = -2\Delta z \cdot (\alpha + \Delta\alpha) = -(\alpha \cdot l_d + \delta\rho). \quad (2.8)$$

Таким образом, в фотополимеризующейся композиции происходит искривление трасс взаимодействующих световых пучков, сопровождающееся изменением направления их распространения. При этом взаимное «притяжение» формируемых каналов возможно не только для сходящихся пучков, но и для параллельных и даже изначально расходящихся. Такое поведение пучков и формируемых ими оптических каналов в ФПК удобно анализировать на плоскости безразмерных параметров ($\rho' = \rho / a$, $\alpha' = -d\rho'/dz' = \alpha \cdot ka$) (рис.2.8, где $2a = 5$ мкм, $l_d = 65$ мкм.) [17].

Результаты численного анализа выражений (2.7) и (2.8) показывают, что для изначально параллельных пучков можно выделить три характерные области параметра ρ'_0 (рис.2.8). При $\rho'_0 > 2.2$ (кривая 1) сближение пучков сопровождается значительным увеличением их взаимного наклона. Поэтому после пересечения с осью z , несмотря на изменение знака $\Delta\alpha$ угол между ними уже не достигнет своего первоначального значения $\alpha' = 0$. Соответственно, далее пучки просто расходятся, образуя в ФПК X-образную волноведущую структуру. Напротив, при $\rho'_0 < 2.2$ для $z > 0$ возможно возобновление значения $\alpha' = 0$ – после пересечения взаимодействующие пучки снова станут параллельными. В этом случае, параметры ρ' и α' могут изменяться циклически (кривая 2), и формируемые излучением полимерные структуры будут периодически пересекаться, локализуясь вблизи оси z . Третья область определяется значением угла α' при $\rho' = 0$, не допускающим разделения световых пучков после их пересечения. При $\alpha' < \alpha'_{cr}$ за счёт полного внутреннего отражения от общей полимерной неоднородности пучки создают единый канал – Y-структуру. Соответственно, при рассматриваемых параметрах a и l_d значение $\alpha'_{cr} = 2.2$. Тогда полимерную Y-структуру будут формировать исходно параллельные пучки при $\rho'_0 < 1.2$ (кривая 3).

Для более широких пучков формирование Y-структуры будет происходить при больших значениях ρ'_0 , соответственно, широкие пучки могут образовывать только X- и Y-структуры. Кроме того, для таких пучков заметить искривление формируемых каналов в пределах реально достижимых трасс самокана-

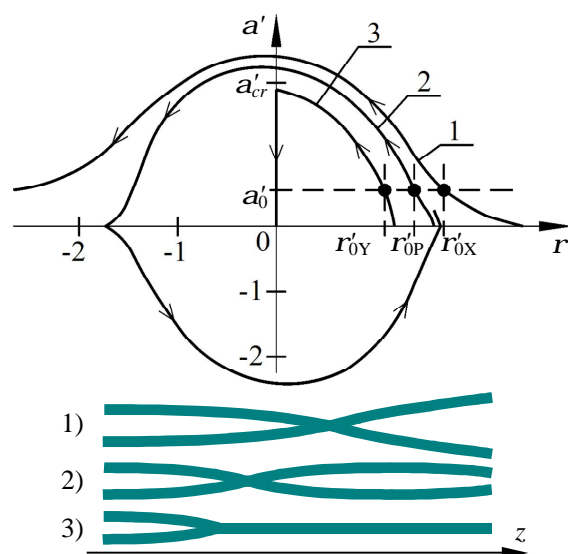


Рис.2.8 – Поведение изначально параллельных ($\alpha'_0 = 0$) пучков при начальных условиях: $\rho'_0 = 2.5$ (1); $\rho'_0 = 1.6$ (2); $\rho'_0 = 1.2$ (3).

лирования трудно, поскольку $\Delta\alpha \sim a^{-2}$. Естественно, трудно наблюдать взаимодействие и для слишком удалённых пучков, когда $\Delta\alpha \sim \exp\{-\rho^2\}$.

2.4. Взаимовлияние встречно-направленных световых пучков в ФПК

При рассмотрении взаимовлияния встречно-распространяющихся пучков в линзовой модели необходимо учесть, что вклад в результирующую интенсивность от встречного пучка определяется безразмерной величиной $\zeta = [1 + (2l/l_d)^2]^{-0.5}$, характеризующей дистанцию между входными плоскостями пучков [18]. В этом случае смещение линз:

$$\delta\rho = \frac{2\rho}{1 + \zeta^{-3} \cdot \exp\{(2\zeta\rho/a)^2\} - 2 \cdot (2\zeta\rho/a)^2}. \quad (2.9)$$

На каждом этапе формирования очередного участка канала Δz расстояние между взаимодействующими пучками уменьшается: поперечное на величину $2\Delta\rho = -2\Delta\alpha \cdot \Delta z = -\delta\rho$, а вдоль оси распространения – на $2\Delta z$. При этом оптические оси встречных пучков, распространяющихся по соответствующим участкам формирующихся каналов, будут параллельны.

Возможно несколько вариантов траекторий (рис.2.9). Так, при вариации начальных параметров ρ и l в области D , когда дистанции $2l$ недостаточно для того, чтобы траектории в пределах области полимеризации сблизилась на расстояние меньше ширины канала, формируются непересекающиеся искривлённые каналы (траектория d). При меньших значениях начального смещения ρ эффективность взаимодействия существенно возрастает, соответственно, каналы искривляются сильнее. В области A остаточное поперечное расстояние между пучками по достижении «фронтами» синтезируемых каналов плоскости $z = 0$ не превосходит ширину канала (траектория a). Соответственно, для того чтобы пучки смогли сформировать единый канал, их входные плоскости должны располагаться тем дальше друг от друга, чем больше начальное смещение пучков ρ .

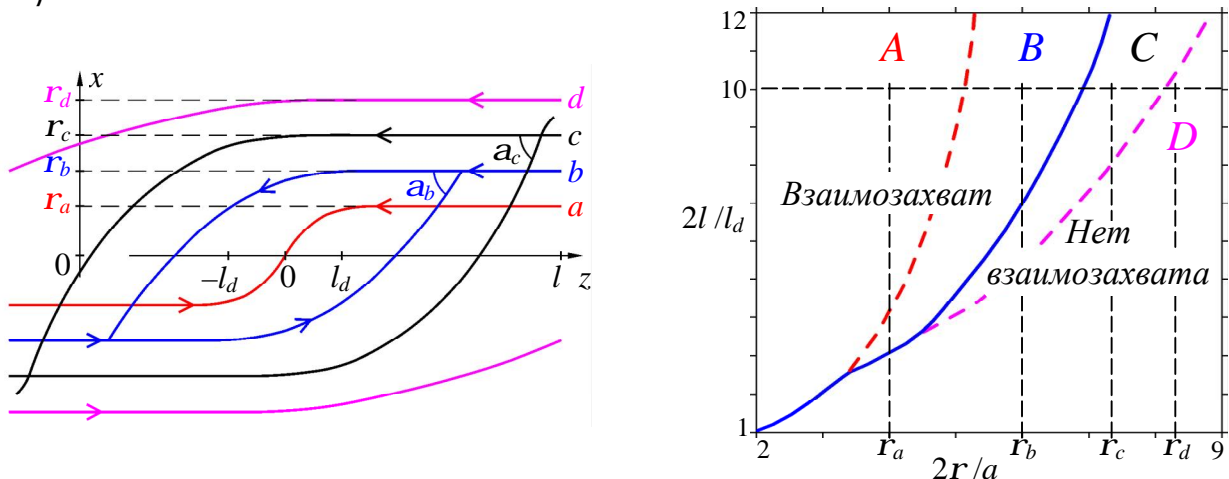


Рис.2.9 – Характерные траектории и условия реализации режимов взаимодействия пучков в ФПК: a – формирование единого канала; b – формирование петлеобразной структуры; c – формирование структуры с пересечениями; d – формирование непересекающихся каналов.

Возможны режимы формирования петлеобразных структур, когда траектории пучков пересекаются за плоскостью $z = 0$. Здесь в зависимости от угла α , под которым пучок пересекает встречный канал, излучение может формировать каналы с сохранением направления распространения (траектория c , $\alpha = \alpha_c$, область C), либо при полном внутреннем отражении от границ пересекаемого канала разделение излучения не происходит. Тогда пучок локализуется во встречном канале (траектория b , $\alpha = \alpha_b$, область B). Величина результирующего угла наклона α к продольной оси z , зависит от протяжённости трассы и эффективности взаимодействия: чем больше начальное расстояние ρ и дистанция l , тем больше будет скорость схождения каналов. Линия в области B/C начальных значений параметров ρ и l соответствует условиям перехода от режима «захвата» встречных пучков к их пересечению [18].

Таким образом, вследствие осевой асимметрии распределения суммарной интенсивности воздействующего излучения в ФПК происходит искривление создаваемых волноведущих каналов и пересечение даже исходно параллельных световых пучков.

2.5. Пристыковка канала к световоду

Благодаря дифракционной расходимости пучка и существенной нелинейности экспозиционной характеристики ФПК становится возможным оптическое присоединение канала к существующему световоду (рис.2.10). Причём этим световодом может являться и сформированный ранее участок полимерного волноведущего канала [13].

Согласно рис.2.10 часть пучка из присоединяемого световода проходит сквозь пересекаемый световод и распространяется по своему первоначальному направлению, формируя собственный канал (X-образное разветвление). Чтобы свет по достижении каналов световода полностью переходил в пересекаемый световод (формирование У-образной структуры), этот участок канала (на рис.2.10 он показан пунктиром) не должен отклоняться от световода больше, чем на величину ширины пучка (рис.2.11):

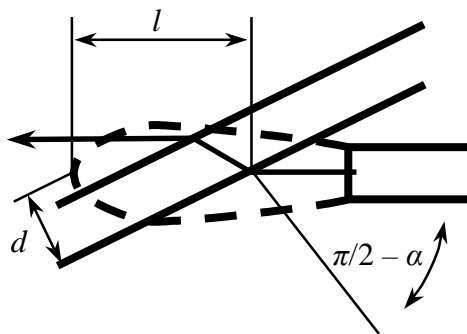


Рис.2.10 – Взаимное расположение световодов.

$$\alpha < \alpha_{cr} \approx \frac{2}{ka \cdot \sqrt{\exp\{1/\gamma\} - 1}}. \quad (2.10)$$

Такая структура позволяет осуществлять и ответвление излучения, распространяющегося по световоду, причем коэффициент деления мощности K увеличивается с уменьшением угла α (рис.2.12).

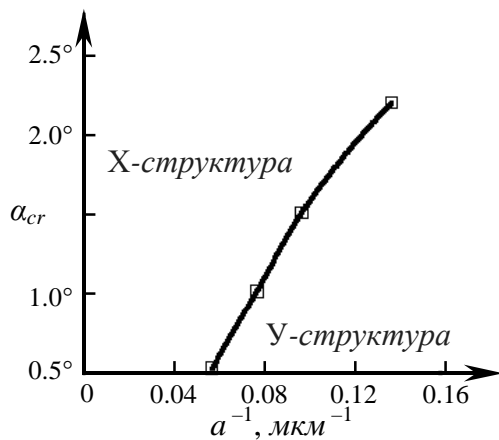


Рис.2.11 – Зависимость критического угла от обратной ширины пучка.

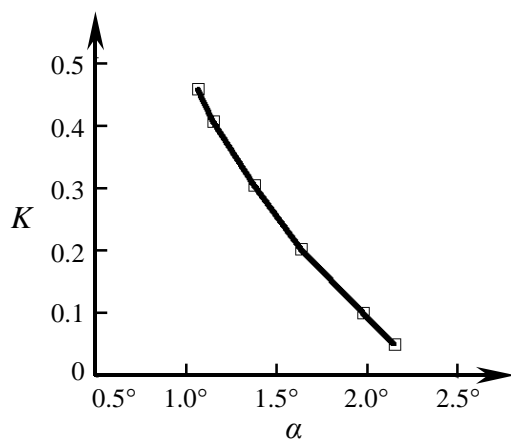


Рис.2.12 – Зависимость коэффициента деления мощности от угла наклона световодов.

Таким образом, взаимодействие пересекающихся пучков в фотополимеризующихся средах позволяет создавать волноведущие структуры, суммирующие и разделяющие оптические потоки. Взаимовлияние сонаправленных пучков приводит к искривлению и пересечению оптически формируемых волноведущих каналов. Встречные несоосные пучки способны оказывать взаимное влияние и образовывать единый волноведущий канал, направляющий излучение из одного световода в другой. В результате, взаимодействие световых пучков в ФПК позволяет осуществлять оптическую стыковку световодов при не прецизионном позиционировании их торцов.

3. Численное моделирование нелинейных волновых процессов в ФПК

Нелинейный процесс распространения излучения в фотополимеризующихся средах существенно нестационарен. Поэтому существующие стационарные решения волновых уравнений для самоканалирования излучения в кубично-нелинейных средах [25] в данном случае не применимы. В ФПК невозможно скомпенсировать дифракционную расходимость пучка сразу по всей трассе «длинного» канала. Здесь для адекватного описания распространения излучения необходимо использовать физическую модель, принципиально учитывающую необратимый характер изменения показателя преломления ФПК. Однако, процесс модификации ФПК достаточно инерционен по сравнению с временем распространения иницирующего излучения – для моделирования динамики воздействия излучения на ФПК применимо квазистационарное приближение, при котором время входит в уравнения как параметр [25]. Здесь можно считать, что в каждый момент времени пучок распространяется в линейной среде, в которой распределение показателя преломления определяется нелинейной добавкой $\Delta n(x, z, H)$, сформировавшейся к моменту времени t (экспозиции H) в течение всей предыстории процесса. Таким образом, анализ распространения и взаимодействия монохроматических гауссовых пучков в изначально однородной слабопоглощающей ФПК может быть основан на численном решении квазистационарного параболического уравнения [4,17,25]:

$$2ik \frac{\partial E(x, z, H)}{\partial z} = \Delta_{\perp} E(x, z, H) + 2k \cdot \delta n_{\max} \frac{\Delta n(x, z, H)}{\Delta n_{\max}} E(x, z, H) \quad (3.1)$$

совместно с экспозиционной характеристикой (1.4). При численном моделировании исследовалась эволюция $\Delta n(x, z, H)$ в образующейся полимерной структуре и поведение в ней излучения. Для системы уравнений (1.4) и (3.1) многообразие режимов взаимодействия пучков в ФПК обеспечивается заданием соответствующих стационарных граничных условий: распределения комплексной амплитуды поля воздействующего излучения $E(x, 0, H)$ при начальном распределении показателя преломления среды $\Delta n(x, z, 0)$.

3.1. Формирование волноведущих структур в ФПК

Граничное распределение поля для гауссова пучка соответствует выражению:

$$E(x, 0, H) = E_0 \cdot \exp\{-x^2 / 2a^2\}. \quad (3.2)$$

В соответствии с результатами численного моделирования в высококонтрастных ФПК ($\gamma \geq 2$) воздействие такого пучка приводит к самоканалированию излучения и формированию не уширяющегося протяжённого полимерного канала (рис.3.1). Инвариантный параметр $G = ka \cdot (2 \cdot \delta n_{\max})^{0.5}$ аналогичен волноводному параметру для градиентных световодов. Для фиксированного значения

G структура поля и форма создаваемого канала идентичны при изменении параметров k , a или δn_{\max} [4].

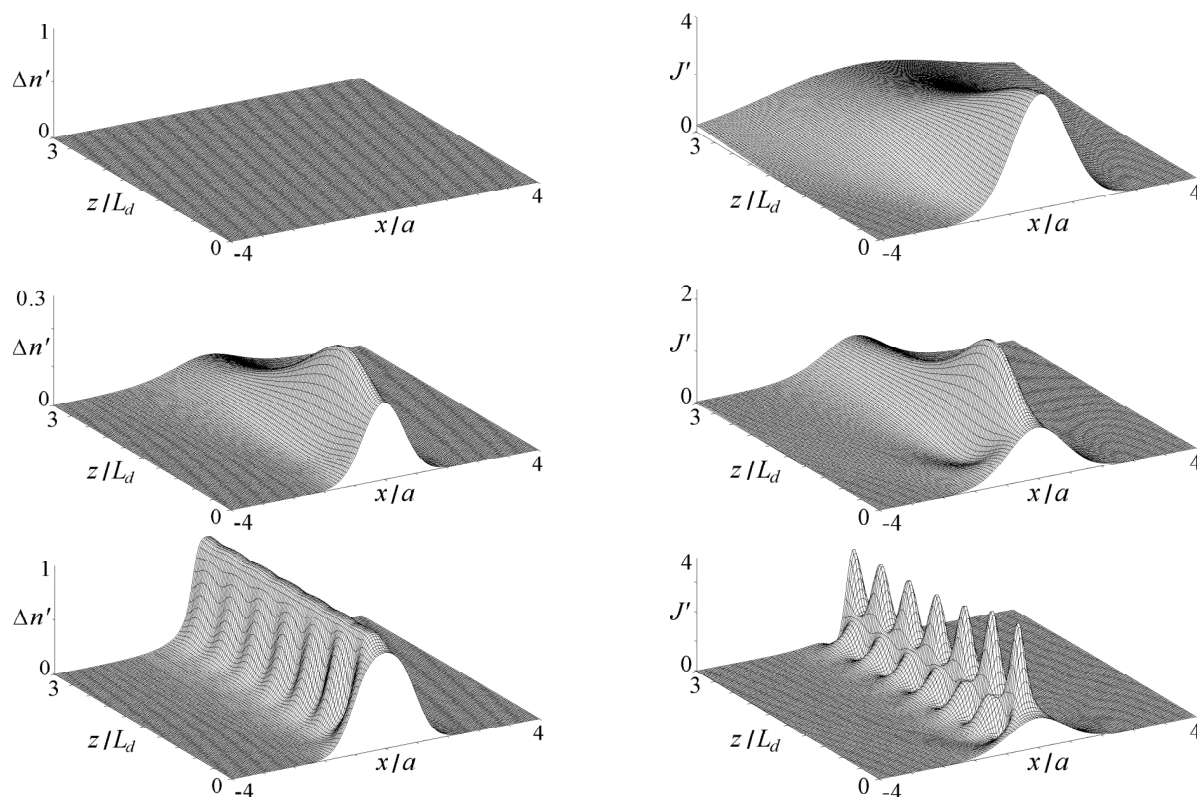


Рис.3.1 – Динамика формирования волноведущего канала в ФПК: распределение показателя преломления и интенсивности распространяющегося излучения ($g = 3$, $\delta n_{\max} = 0.01$, $a = 3.5$ мкм, $l = 0.63$ мкм).

При анализе взаимодействия нескольких световых пучков для расчёта комплексной амплитуды поля каждого из пучков в (3.1) необходимо поочерёдно использовать стационарные граничные условия, соответствующие этим пучкам, затем вычислять модификацию среды в соответствии с полученным распределением суммарной интенсивности излучения. Результаты численного моделирования подтверждают основные закономерности процесса взаимодействия некогерентных световых пучков в ФПК [13-19].

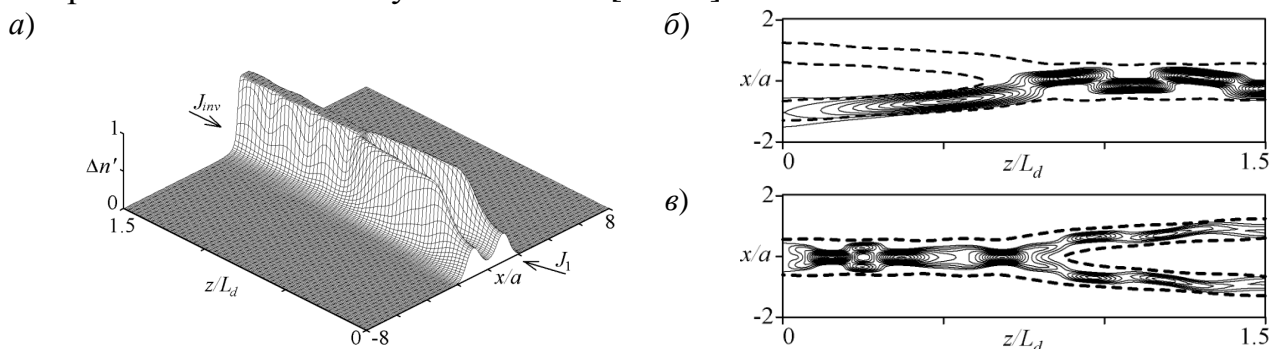
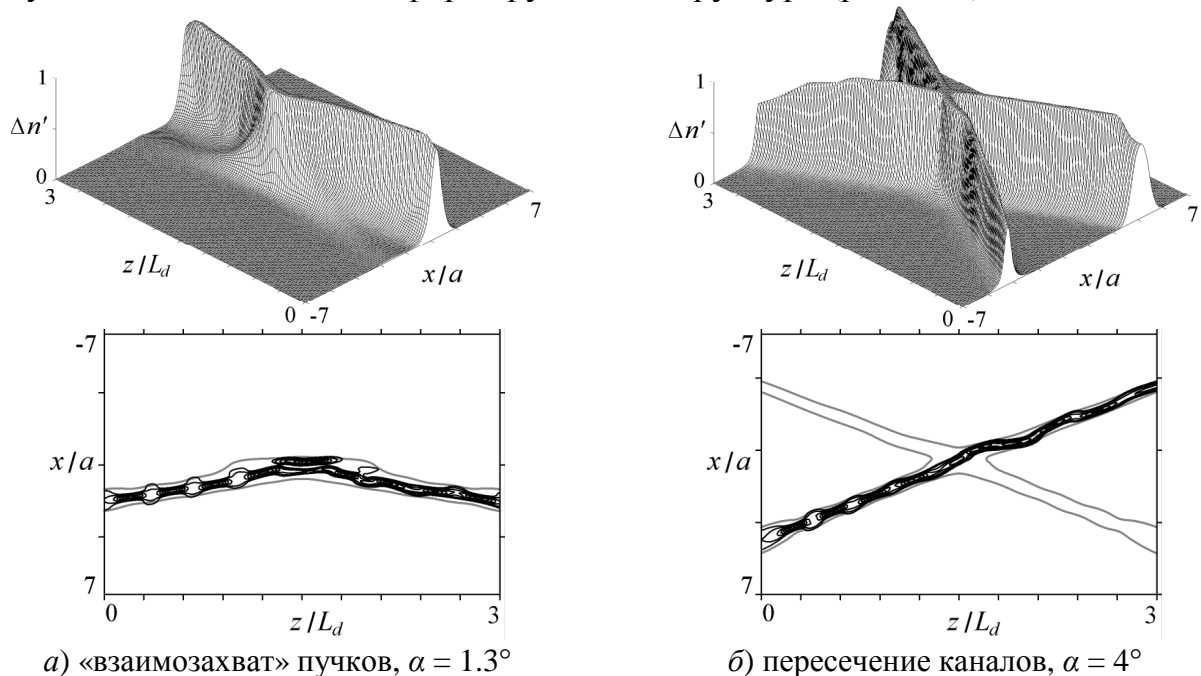


Рис.3.2 – Распределение показателя преломления (а), интенсивности при прямом (б) и обратном (в) распространении одного пучка в полимерной Y-структуре, сформированной при одновременном воздействии двух пересекающихся пучков.

Формирование единого волноведущего канала возможно пересекающимися пучками, которые распространяются под малыми углами α к продольной оси [14,15]. Так, два сонаправленных пучка $E_{1,2}(x, 0, H) = E_0 \cdot \exp\{-$

$(x \pm \rho)^2/2a^2 \pm ikx \cdot a$ после пересечения создают общий волноведущий канал, если величина угла наклона α удовлетворяет условию (2.5). Такая полимерная Y-структура способна разветвлять оптическое излучение, направленное с её противоположного торца (рис.3.2) [14].

При встречном распространении два пересекающихся пучка $E_{1,2}(x, \pm l, H) = =E_0 \cdot \exp\{-x^2/2a^2 \pm ikx \cdot a\}$ также образуют единый канал (рис.3.3а). При нарушении условия взаимозахвата формируется X-структура (рис.3.3б) [13,15].



а) «взаимозахват» пучков, $\alpha = 1.3^\circ$

б) пересечение каналов, $\alpha = 4^\circ$

Рис.3.3 – Формирование единого канала (а) и X-структуры (б) при взаимодействии в ФПК пересекающихся пучков.

Изначально параллельные взаимодействующие световые пучки могут существенно изменять направление распространения [17-19]. В соответствии с рис.3.4, два сонаправленных пучка сближаются со скоростью, возрастающей с увеличением дистанции от входной плоскости.

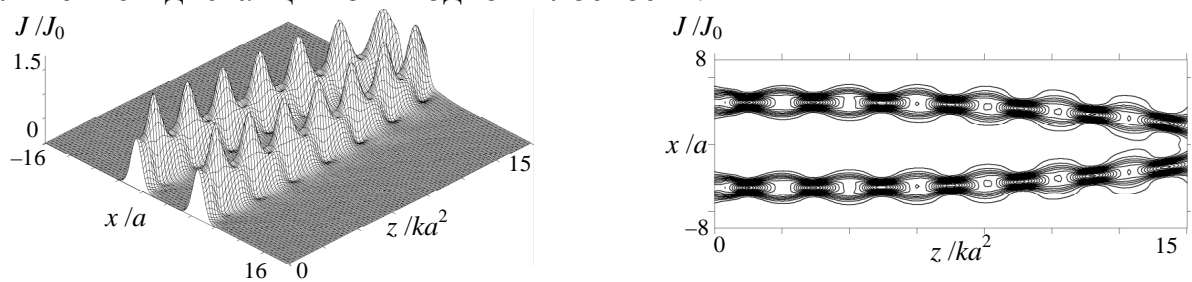


Рис.3.4 – Искривление траектории распространения параллельных пучков в ФПК.

Согласно линзовой модели взаимовлияния пучков в ФПК характерные режимы искривления каналов реализуются и для непараллельных пучков (рис.3.5, где при начальном наклоне $\alpha'_0 = 0.55$ начальные расстояния между пучками $2\rho'_0$ соответствуют траекториями, приведёнными на рис.2.8) [17].

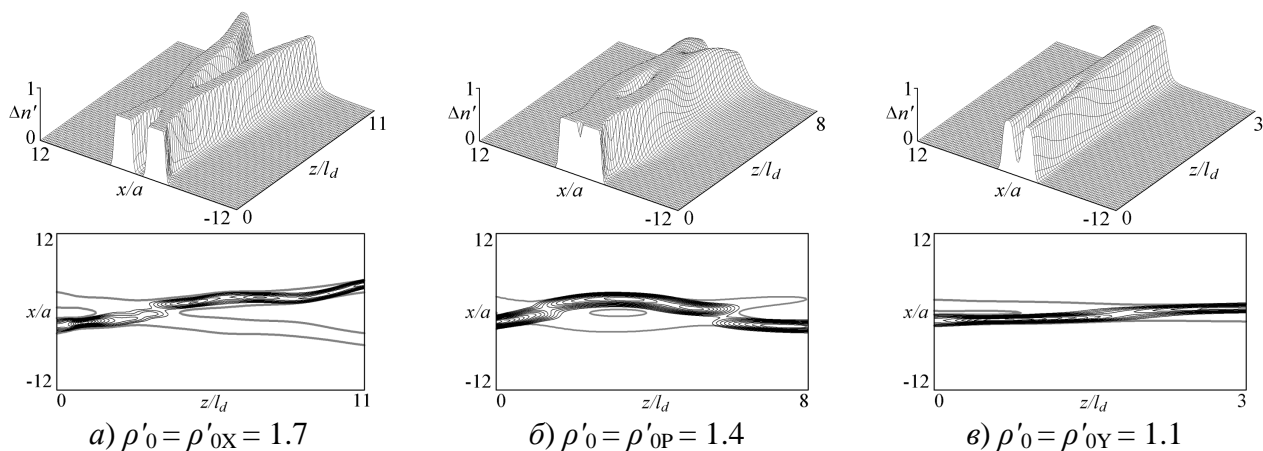


Рис.3.5 – Искривление траекторий распространения взаимодействующих гауссовых пучков в ФПК: а) – расходящиеся каналы; б) – циклически пересекающиеся каналы; в) – «слипание» каналов.

Встречно-направленные пучки способны формировать общую волноведущую структуру даже при существенном осевом смещении (рис.3.6), тогда излучение распространяется по каналу, созданному встречным пучком [18,19]. При формировании петлеобразных структур взаимодействие пучков за плоскостью $z = 0$ не прекращается, что обусловлено невозможностью полной локализации в градиентных световодах узких пучков, обладающих существенной дифракционной расходимостью. Область наиболее сильного взаимного влияния пучков, где наблюдается максимальное искривление волноведущих каналов, расположена вблизи $z = 0$, и при различных параметрах пучков её характерный продольный размер примерно составляет $2l_d$ (рис.3.6 и рис.2.9). Вне этой области формирование каналов происходит почти по прямолинейным траекториям.

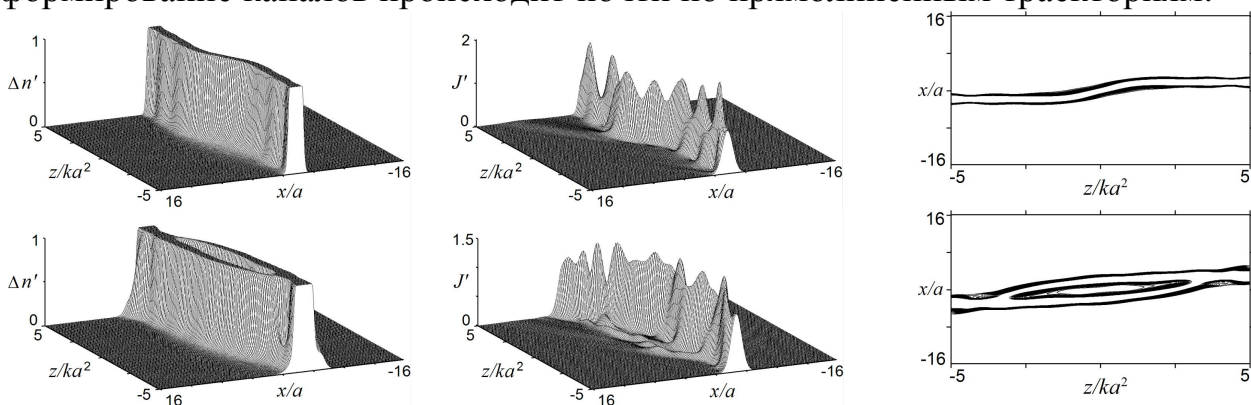


Рис.3.6 – Формирование искривлённых волноведущих структур в ФПК встречными пучками.

3.2. Эффективность оптического соединения одномодовых световодов

Режимы самоканализирования излучения в фотополимеризующихся средах реализуются не только для гауссовых пучков – не уширяющийся волноведущий канал можно сформировать и излучением, выходящим из торца стандартного оптического волокна [8,9]. Сформированные видимым светом на торце световода полимерные каналы способны локализовать и более длинноволновое инфракрасное излучение, стандартно используемое в волоконной оптике [10-12].

При одновременном самоканалировании и взаимодействии встречных оптических пучков в фотополимеризующейся среде в зазоре между торцами световодов (рис.3.7):

$$\Delta n(x, z < l_f, H) = \Delta n(x, z > 2l + l_f, H) = \Delta n_f \cdot \exp\{-(x \pm \rho)^2 / a_f^2\}^m \quad (3.3)$$

формируется полимерный соединительный элемент, позволяющий направлять излучение во встречный световод.

Здесь l_f – протяжённость участка волокна, Δn_f – разность показателей преломления ядра и демпфера волокна, $2a_f$ – диаметр волокна, m – величина, характеризующая профиль показателя преломления волокна ($m = 1$ соответствует градиентному волокну, а $m > 8$ – ступенчатому).

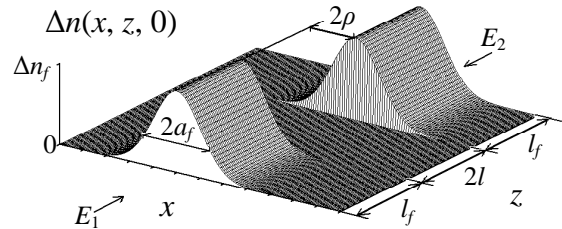


Рис.3.7 – Взаимное расположение световодов.

Параметры волокна Δn_f и a_f определяют модовую структуру распространяющегося в нём излучения и, соответственно, диаметр распределения излучения на выходе из торца волокна. Однако, вследствие обужения канализируемого в ФПК излучения в созданном полимерном канале формируется собственная структура поля, даже если диаметры распределения поля основной моды разных световодов существенно различны [10,11].

Оптическое коннектирование квазиодномодовых градиентных волокон ($2a_f = 7$ мкм, $G \approx 1.1$), для которых наиболее характерны дифракционные потери в однородном по показателю преломления промежутке между торцами (рис.3.8а), достаточно эффективно можно осуществлять в фотополимерах и на значительной дистанции $2l$. При этом благодаря возможности формирования из ФПК общего волноведущего канала двумя несоосными пучками ($\rho \neq 0$) допустимо стыковать волокна с существенным поперечным смещением (рис.3.8б). Здесь коэффициент передачи излучения оценивается по модулю вектора Пойнтинга, усреднённого по апертуре $2b$ [10]:

$$K(z) = S(z) / S(0), \quad S(z) = \frac{1}{\pi b^2} \cdot \int_{-b}^{+b} [n_0 + \Delta n(x, z, H)] \cdot |E(x, z, H)|^2 dx. \quad (3.4)$$

В настоящее время существует множество олигомеров, обладающих различными оптическими характеристиками. Возможность полимеризации их комбинаций позволяет обеспечивать в синтезируемом волноводе значение показателя преломления и его градиента, близкое к аналогичным параметрам кварцевых волокон. Именно в этом случае достигается наибольшая эффективность соединительного элемента (рис.3.9а) при $H \sim 1.5H_0$, а формируемая светом градиентная волноведущая структура обладает достаточной механической прочностью. Более продолжительная полимеризация за счёт эффекта насыщения в экспозиционной характеристике ФПК приводит к искажению профиля синтезируемого световода. Если $\Delta n_{\max} > \Delta n_f$ (рис.3.9б), то согласование происходит на более ранних экспозициях, когда изменение показателя преломления в канале достигает Δn_f . Соответственно, дальнейшее экспонирование приводит к снижению значения коэффициента передачи. При $\Delta n_{\max} < \Delta n_f$ качество коннек-

тора при любой величине экспозиции H фотополимеризующейся среды будет заведомо ниже (рис.3.9в).

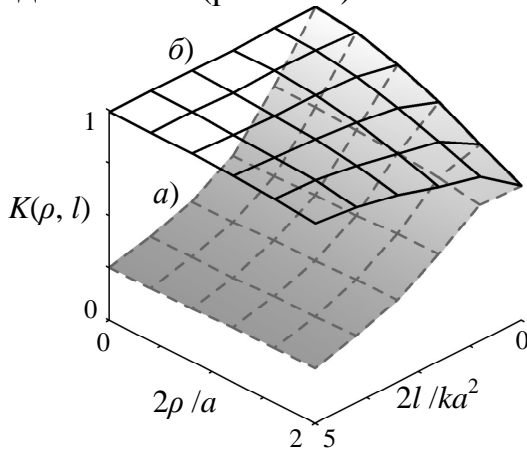


Рис.3.8 – Зависимость коэффициента передачи от величины поперечного сдвига и зазора между торцами световодов.

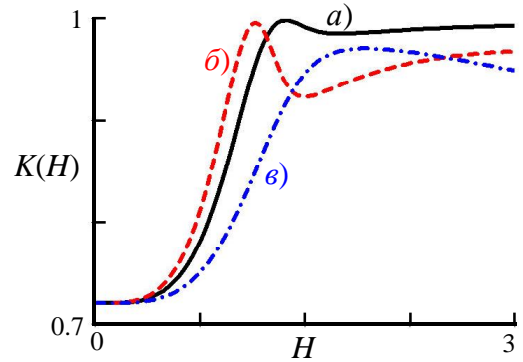


Рис.3.9 – Динамика коэффициента передачи:
а) $\Delta n_{\max} = \Delta n_f$; б) $\Delta n_{\max} = 1.5 \cdot \Delta n_f$;
в) $\Delta n_{\max} = 0.5 \cdot \Delta n_f$.

3.3. Эффективность оптического соединения световодов разного сечения

Благодаря тому, что в полимерных каналах, созданных пучками различной ширины, формируется собственная структура поля, можно производить стыковку разнотипных оптических волокон с большим различием диаметров ядер [11]:

$$\begin{aligned} \Delta n(x, z < l_L, H) &= \Delta n_L \cdot \exp\{-(x + \rho)^2 / a_L^2\}^m, \\ \Delta n(x, z > 2l + l_L, H) &= \Delta n_R \cdot \exp\{-(x - \rho)^2 / a_R^2\}^m. \end{aligned} \quad (3.5)$$

При этом для согласования световодов разных диаметров необходимо, чтобы среда обладала достаточным значением Δn_{\max} . Так, при воздействии излучением *He-Ne* лазера ($\lambda = 0.63$ мкм) на фотополимеризующуюся композицию с параметром контраста $\gamma = 3$ для волокон марок CS-980 ($2a_L = 3.5$ мкм) и SMF-28 ($2a_R = 10$ мкм), имеющих существенно различные размеры поля основной моды ($a_1 \approx 1.5$ мкм и $a_2 \approx 3.2$ мкм, соответственно), требуется $\Delta n_{\max} \geq 0.15\%$. Но ФПК, как правило, характеризуются существенным изменением показателя преломления (до нескольких процентов) [1,3], которое с запасом превышает это критическое значение, даже если диаметры воздействующих пучков составляют единицы микрон.

Наиболее эффективное согласование таких световодов обеспечивается при совмещении первых локальных

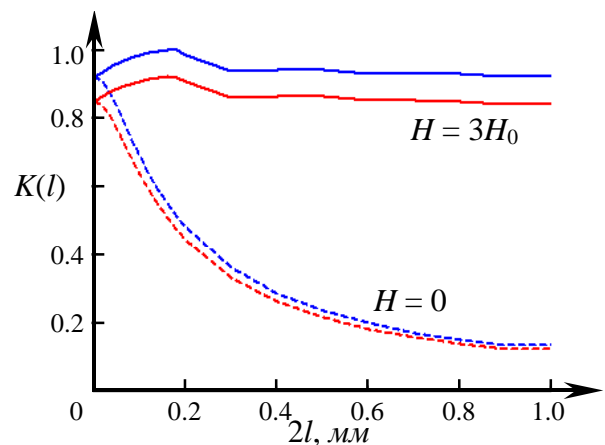


Рис.3.10 – Зависимость коэффициента передачи из узкого волокна в широкое (верхняя линия в каждой паре) и из широкого в узкое (нижние линии) от величины зазора между торцами световодов.

максимумов интенсивности (зазор между торцами $\sim 100 \dots 200$ мкм). Но в целом, эффективность оптической стыковки световодов не имеет выраженной зависимости от увеличения дистанции между торцами $2l$ (рис.3.10). При этом, чем больше дистанция, тем больше относительный «выигрыш» коэффициента передачи [11].

3.4. Эффективность оптического соединения многомодовых световодов

Нелинейные оптические волновые процессы в фотополимеризующихся средах можно использовать и для соединения многомодовых световодов [12]. Однако, в волноведущих структурах с большим значением волноводного параметра G продольное распределение интенсивности существенно неоднородно. В этом случае качество синтезируемого светом полимерного коннектора зависит от распределения излучения на выходе из торца световода. Для многомодовых волокон ($2a_f = 40$ мкм, $G \approx 6.3$) эффективное соединение достигается, когда излучение, формирующее полимерный канал, имеет максимум интенсивности на границе полимеризующейся области (рис.3.11а и рис.3.12а). В противном случае (Рис.3.11б), формируется сильно неоднородный волноведущий канал, излучение в нём локализуется слабо, и коэффициент передачи $K(H)$ при экспозиции $H \sim 1.5H_0$ существенно меньше (рис.3.12б).

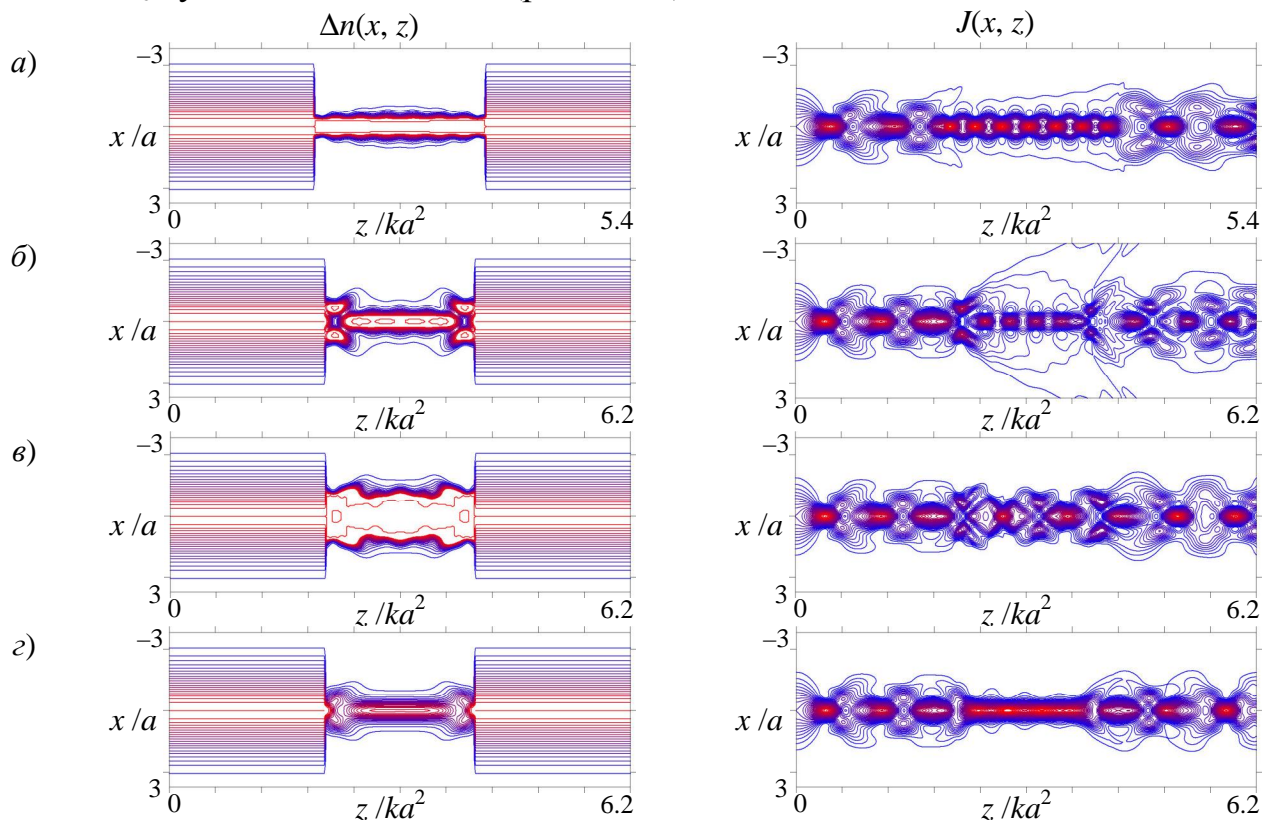


Рис.3.11 – Распределение показателя преломления $\Delta n(x, z)$ и интенсивности излучения $J(x, z)$ при оптической стыковке многомодовых градиентных световодов: а) – максимум интенсивности совпадает с положением торца, б) – распределение интенсивности на торце не максимально, в) – глубокое «насыщение» канала, г) – воздействие немонахроматического излучения.

Наиболее просто снизить величину возможных потерь можно, увеличив продолжительность экспонирования ФПК. За счёт эффекта насыщения, характерного для фотополимеризующихся сред [1-3], дальнейшая полимеризация канала приводит к его зарастанию (рис.3.11в) и к увеличению коэффициента передачи (рис.3.12в).

Можно исключить зависимость коэффициента передачи полимерного коннектора от структуры поля на торцах стыкуемых световодов, используя для оптического формирования волноведущей структуры немонахроматическое излучение. Современные фотополимеризующиеся композиции чувствительны к излучению в достаточно широком оптическом диапазоне [7], что позволяет проводить полимеризацию, воздействуя излучением двух длин волн (например, $2\pi/k_1 = 0.63 \text{ мкм}$ и $2\pi/k_2 = 0.53 \text{ мкм}$).

Для разных значений волнового числа распределение поля и, соответственно, положение локальных максимумов интенсивности различно. Тогда становится несущественным продольное распределение интенсивности такого воздействующего излучения. Поэтому, формирование полимерной вставки немонахроматическим излучением позволяет значительно повысить эффективность соединения (рис.3.11г и рис.3.12г).

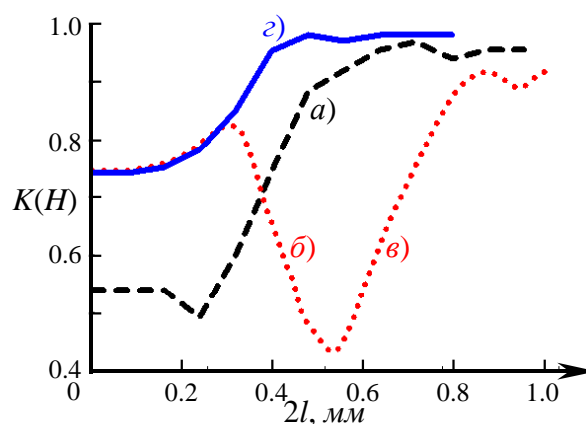


Рис.3.12 – Зависимости от экспозиции коэффициента передачи полимерных структур, представленных на рис.3.11

3.5. Устойчивость процесса самоканалирования излучения в ФПК

В отличие от традиционных нелинейных сред для создания волноведущего канала в ФПК не требуются значительные мощности света [4,25,27]. Наоборот, как показывают результаты экспериментальных исследований, эффект самоканалирования излучения наблюдается только для пучков малой интенсивности (единицы мВт/мм^2). Увеличение интенсивности приводит к разрушению волноводного режима – распаду канала на отдельные нити размером $10...50 \text{ мкм}$. При одинаковой интенсивности излучения неустойчивыми оказываются более широкие пучки.

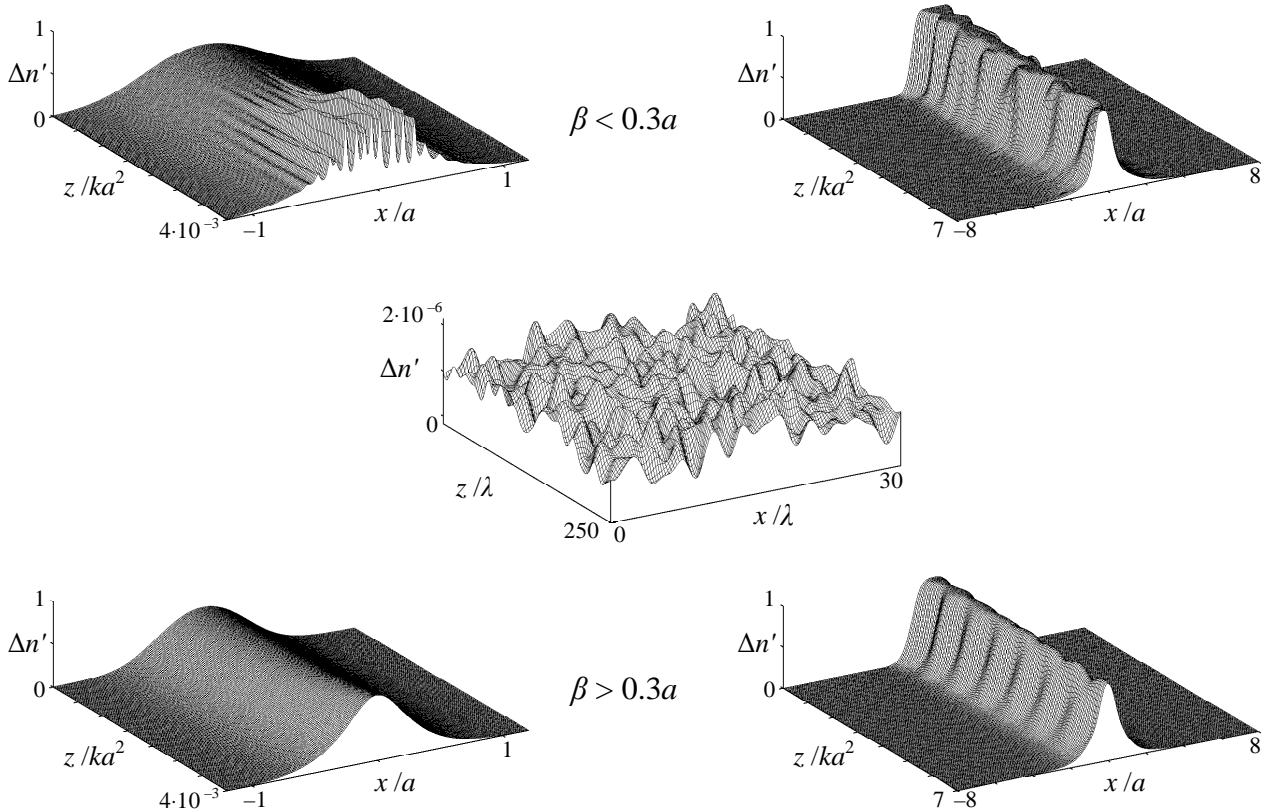


Рис.3.13 – Нарушение устойчивости формирования канала (дробление широких и блуждание узких пучков) при неоднородном начальном распределении показателя преломления среды.

В соответствии с результатами численного моделирования, основанного на решении системы диффузионного (1.6) и параболического уравнений (3.1) [27], термодинамические флуктуации показателя преломления среды [21,28] могут вызывать нитевидную неустойчивость широких и «блуждание» узких световых пучков (рис.3.13). При этом диффузионные процессы в жидких фоторегистрирующих средах могут предотвращать эти явления и обеспечивать стабильность формирования протяжённых волноведущих каналов.

Диффузионная модель нитевидной неустойчивости процесса самоканалирования пучков [27] позволяет определить параметры воздействующего излучения для обеспечения условий формирования однородного волноведущего канала в присутствии малых по амплитуде предельно мелкомасштабных термодинамических флуктуаций показателя преломления среды. Полученное условие заключается в непревышении полушириной пучка размера концентрационных неоднородностей показателя преломления (рис.3.14), развивающихся в ФПК при однородной полимеризации светом.

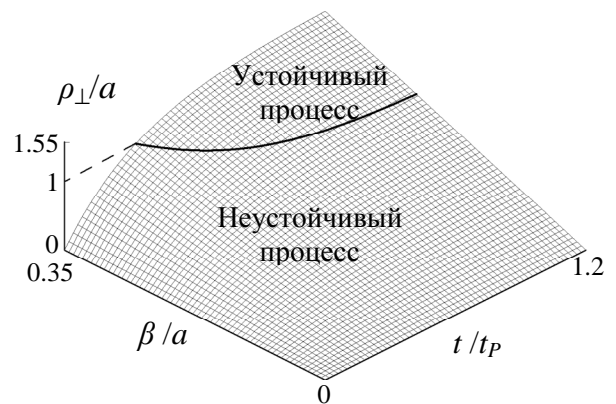


Рис.3.14 – Зависимость размера формирующихся в ФПК неоднородностей от времени и диффузионного масштаба b .

4. Экспериментальная реализация процесса взаимодействия световых пучков и создание полимерных волноведущих структур из ФПК

Примером оптической системы, позволяющей исследовать различные режимы взаимодействия световых пучков в нелинейных нерелаксирующих средах и оптического формирования разнообразных волноведущих структур в приложении к задачам волоконной оптики, может служить экспериментальная установка, представленная на рис.4.1 и рис.4.2. Она позволяет реализовать процессы оптического формирования волноведущих структур в ФПК на основе олигомера ОКМ-2 с хинонным фотоиницирующим комплексом [2,6,7]. Параметры экспозиционной характеристики (1.6) данной композиции в интервале интенсивностей $5...50 \text{ мВт/мм}^2$ следующие: $H_0 = 30 \text{ мВт}\cdot\text{с/мм}^2$, $\delta n_{\text{max}} = 1\%$, $g = 3$.

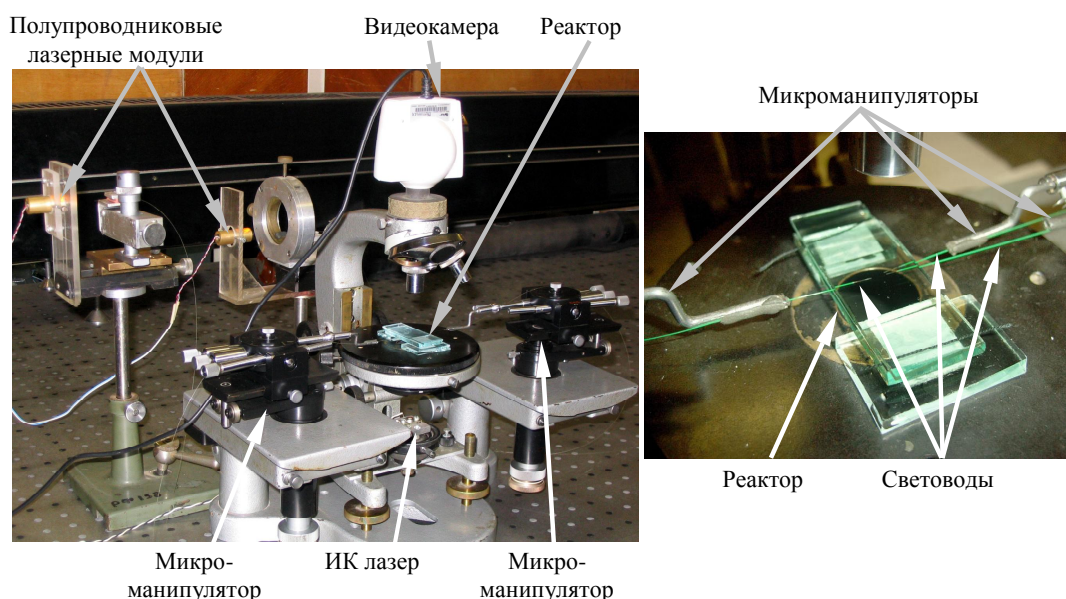


Рис.4.1 – Фотографии экспериментальной установки и реактора с фотополимером.

Источниками воздействующего излучения ($\lambda = 0.63 \text{ мкм}$) служат полупроводниковые лазерные модули 1 с регулируемой интенсивностью. Интенсивность воздействующих пучков с запасом выбиралась из условия устойчивости процесса самоканализирования излучения и не превышала 10 мВт/мм^2 . Для измерения коэффициента передачи синтезируемых полимерных структур применен стабилизированный инфракрасный лазерный модуль 4 ($\lambda = 1.55 \text{ мкм}$), сумматор 5, разветвитель 6 и фотодиод 7, входное окно которого закрыто ИК фильтром (КС17). Инфракрасное излучение, не влияющее на процесс фотополимеризации (для данной ФПК красная граница светочувствительности составляет 0.65 мкм), передается через создаваемое оптическое соединение одновременно с излучением, формирующим световедущий канал в реакторе с ФПК 3. Реактор состоит из двух стеклянных пластинок, поперечно ограничивающих слой фотополимеризующейся среды. Этот слой достаточно толстый ($\sim 200 \text{ мкм}$), чтобы исключить возможное влияние границ реактора. Соосное расположение торцов световодов в реакторе обеспечивается микроманипуляторами по макси-

муму коэффициента передачи ИК излучения, распространяющегося в исходно однородной среде между торцами. Также, процесс формирования волноведущих структур контролируется визуально с помощью видеокамеры 8 при боковой подсветке ИК излучением лазера 9 ($\lambda = 0.8 \text{ мкм}$), коллимированного линзой.

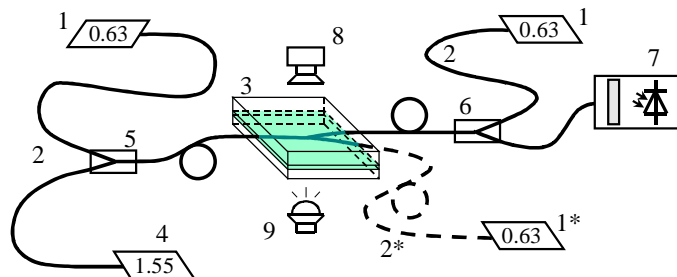


Рис.4.2 – Оптическая схема установки:

1 – полупроводниковые лазеры, 2 – световоды, 3 – реактор с ФПК, 4 – ИК лазер, 5 – сумматор, 6 – разветвитель, 7 – фотодиод с ИК фильтром, 8 – видеокамера, 9 – ИК подсветка. Элементы 1* и 2* используются для создания разветвлённых структур.

Полимерные каналы, созданные при самоканалировании излучения, распространяющегося из торцов световодов разного сечения, идентичны по ширине (рис.4.3).

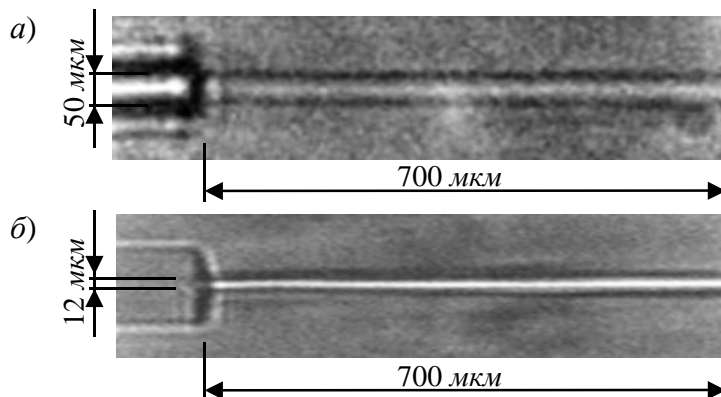


Рис.4.3 – Полимерные каналы созданные излучением, распространяющимся из торца световода: а) многомодового (ядро 50 мкм) и б) одномодового (ядро 12 мкм).

Основные режимы взаимодействия встречных пучков были реализованы при воздействии на ФПК излучением, распространяющимся из торцов стандартных градиентных волокон G50/125 с ядром 50 мкм и демпфером 125 мкм (рис.4.4). В случае, когда концы световодов расположены соосно, излучение формирует прямой полимерный канал. При поперечном смещении происходит искривление траекторий распространения пучков вследствие их взаимного влияния – формируется непрямолинейный канал. Создание единой волноведущей структуры возможно и в случае взаимозахвата пучков, когда концы световодов взаимно наклонены. В противном случае формируется крестообразная структура.

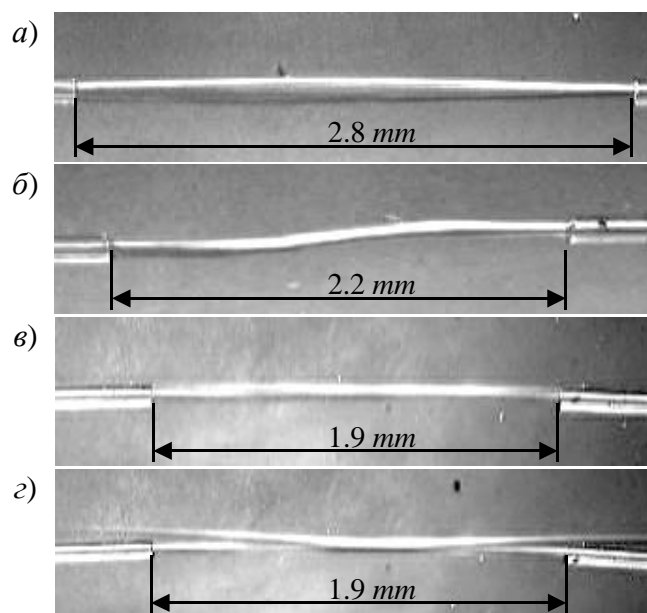


Рис.4.4 – Фотографии синтезированных полимерных структур: торцы многомодовых световодов расположены соосно (а); поперечно смещены $2r = 150$ мкм (б), направлены под углом $2\alpha = 3^\circ$ (в) и $2\alpha = 6^\circ$ (г).

Для создания единого волноведущего канала достаточно, чтобы протяжённость трассы взаимодействия составляла несколько дифракционных длин. Однако формирование петлеобразной структуры возможно только на протяжённых дистанциях: десятки дифракционных длин – для многомодовых волокон десятки миллиметров. Поэтому исследование формирования петлеобразной структуры было проведено для одномодовых волокон SM9/125 (диаметр ядра 9 мкм и демпфера 125 мкм). Дифракционная расходимость излучения, распространяющегося из торцов таких световодов, достаточно высока, чтобы обеспечить эффективное взаимодействие пучков на трассе всего несколько миллиметров (рис.4.5).

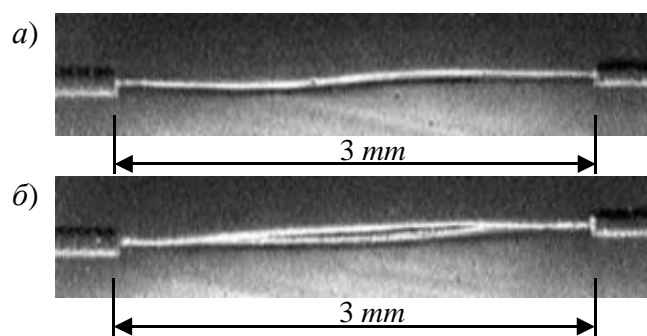


Рис.4.5 – Фотографии полимерных структур, синтезированных в ФПК при поперечном смещении одномодовых световодов $2r = 20$ мкм (а) и $2r = 35$ мкм (б).

Оптическое создание Y-образных волноведущих структур в фотополимеризующихся композициях было реализовано при взаимодействии сонаправленных оптических пучков, распространяющихся из торцов световодов. Как показал эксперимент, при выполнении условия (2.5) наблюдается слипание пучков и формирование общего полимерного канала (рис.4.6).

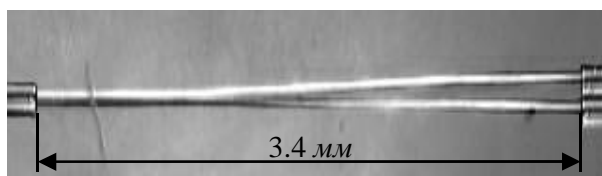


Рис.4.6 – Фотография синтезированной полимерной Y-структуры.

Экспериментально полученные зависимости изменения коэффициента передачи во времени подтверждают результаты численного моделирования – в ФПК можно оптически создавать соединительные модули для передачи стандартно используемого в волоконной оптике инфракрасного излучения. Энергетическая эффективность оптической стыковки многомодовых градиентных световодов (G50/125) не имеет выраженной зависимости от увеличения промежутка между их торцами при соосном расположении (рис.4.7). Благодаря взаимодействию световых пучков в ФПК возможно формирование общего волноведущего канала и для поперечно смещённых волокон. После окончания экспонирования сформированная из ФПК градиентная структура сохраняется – коэффициент передачи не изменяется даже при распространении через неё сравнительно мощного ИК излучения.

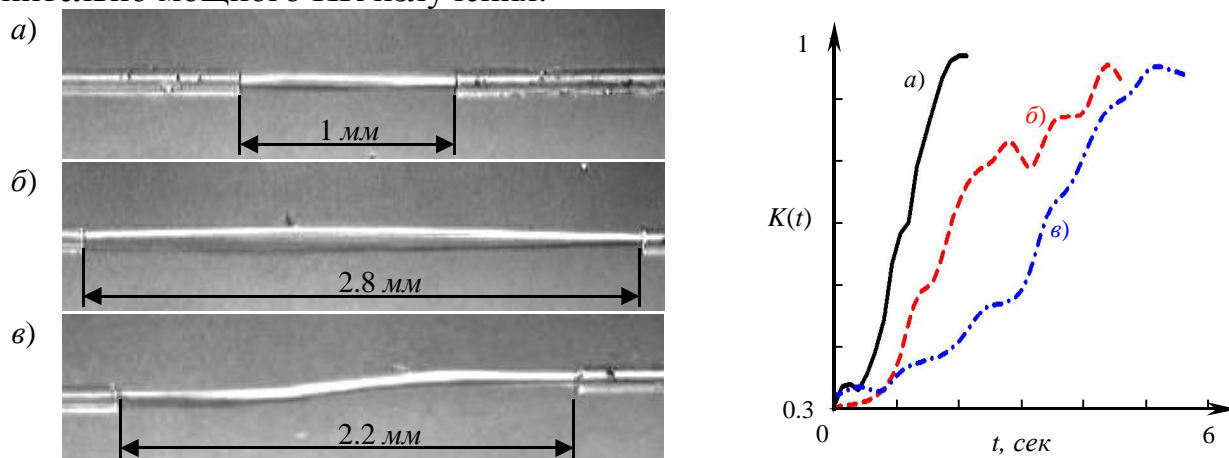


Рис.4.7 – Фотографии синтезированных полимерных структур и соответствующие графики зависимости коэффициента передачи от продолжительности воздействия.

В ФПК можно оптически создавать соединительные модули и для стандартных одномодовых волокон. Эффективность оптического согласования одномодовых волокон типа SMF-28 в фотополимеризующейся композиции может составлять 80...90% при расстояниях между торцами 1...2 мм и радиальных рассогласованиях до 15 мкм (рис.4.8). Однако чрезмерное экспонирование может приводить к снижению коэффициента передачи, особенно, при несоосном расположении торцов соединяемых световодов. Полученные данные по оптическим потерям величиной всего 0.5...1 дБ при указанной свободе в расположении стыкуемых торцов могут оказаться приемлемыми для многих практических применений.

Однако, минимально допустимое значение диаметра ядра световодов, для которых возможно создание высокоэффективного коннектора, зависит от состава ФПК, а именно, от того, каким будет максимальное изменение показателя преломления в синтезируемой градиентной волноведущей структуре. Для используемой фотополимеризующейся композиции это значение составляет

4 мкм ($G \approx 1$). Формирующиеся при самоканалировании видимого света градиенты показателя преломления (параметр $G \approx 1.7$) недостаточны для волноводного распространения в полимерном канале более длинноволнового ИК излучения с узким поперечным распределением интенсивности ($G \approx 0.7$). Тем не менее, для волокна марки CS-980 потери не превышают 3 дБ (эффективность 50...60%), что можно считать не плохим практическим результатом для диаметра поля основной моды 3.5 мкм (рис.4.8).

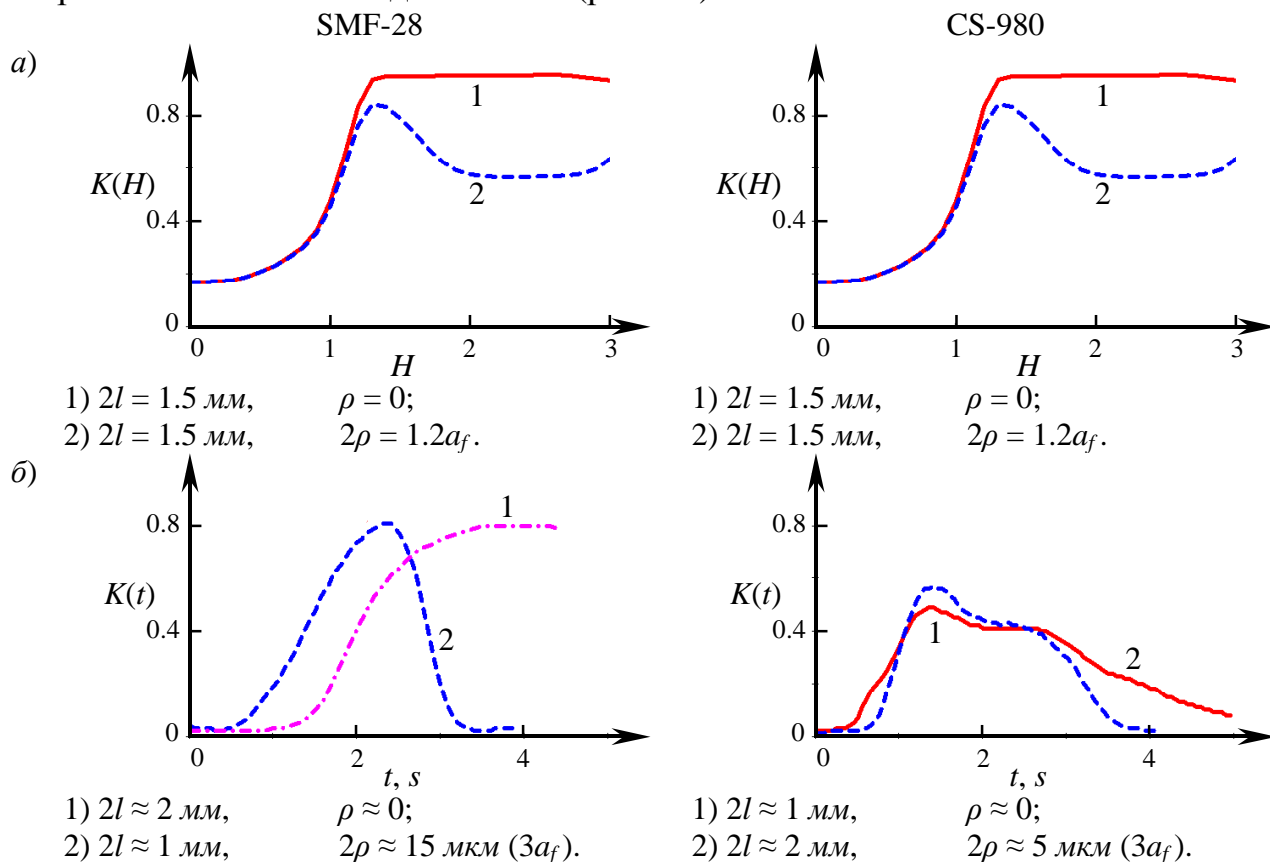


Рис.4.8 – Динамика коэффициента передачи полимерного коннектора:

а) – результаты численного моделирования, б) – экспериментально полученные зависимости.

Эффективность оптического согласования пары одномодовых волокон разного сечения марок CS-980 и SMF-28 в фотополимеризующей композиции в направлении из узкого волокна CS-980 в широкое SMF-28 (график 1 на рис.4.9а) и в обратном направлении из широкого волокна SMF-28 в узкое CS-980 (график 2 на рис.4.9а) может достигать 70...80% при расстояниях между торцами порядка 100 мкм. Возрастание коэффициента передачи $K(t)$ немонотонно: его максимум соответствует моменту согласования световодов. Если среда обладает «запасом» по параметру максимального изменения показателя преломления ФПК, возможно вторичное согласование световодов, что связано с уменьшением светосилы при $H > H_0$. При больших экспозициях спад $K(t)$ обусловлен полимеризацией на периферии формируемого из ФПК согласующего элемента и замедлением процесса полимеризации в его приосевой области из-за «насыщения» экспозиционной характеристики ФПК (происходит увеличение ширины полимерного канала и, соответственно, диаметра светового распределения).

Для согласования пары волокон, имеющих меньшую разницу диаметров, например, пары световодов типа Ge-507sm (диаметр ядра ~ 6 мкм) и SMF-28, требуется меньшая фокусировка, величина потерь здесь не превышает 10% в каждом направлении (рис.4.9б).

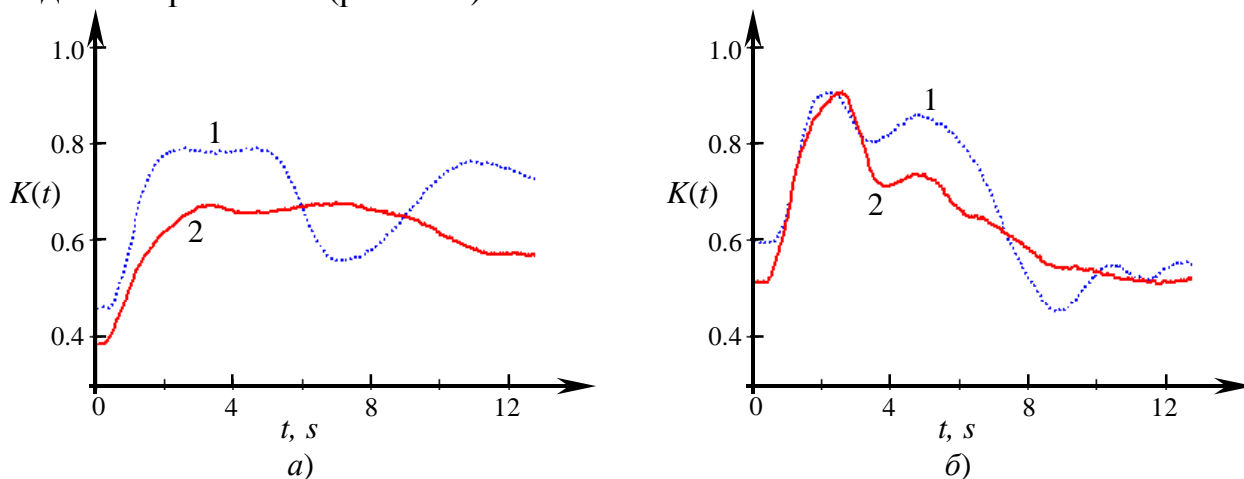


Рис.4.9 – Экспериментально полученные зависимости коэффициента передачи полимерных коннекторов для различных пар волокон: а) CS-980 и SMF-28, б) Ge-507sm и SMF-28.

Таким образом, эффективное оптическое соединение одномодовых волоконных световодов на длине волны 1.55 мкм возможно при одновременном самоканалировании и взаимодействии в фотополимеризующейся среде встречных оптических пучков с длиной волны 0.63 мкм. Формируемые при этом градиентные полимерные волноводные структуры могут быть и непрямолинейными – допускается существенное осевое смещение стыкуемых волокон при значительных зазорах между торцами.

Заключение

Таким образом, используя нелинейные оптические волновые процессы в прозрачных фотополимеризующихся средах, можно непосредственно излучением создавать полимерные волноведущие структуры. Требуемые здесь световые потоки не превышают единиц $mВт/мм^2$, а время создания полимерного световода длиной в миллиметр составляет несколько десятков секунд. Синтезированные видимым светом полимерные каналы устойчивы к воздействию более длинноволнового инфракрасного (ИК) излучения, стандартно используемого в телекоммуникационных системах. На основе полученных результатов возможна разработка инновационной технологии соединения оптических волокон.

Перспективность применения фотополимеризующихся сред для соединения световедущих элементов оптических систем обусловлена высокой эффективностью полимерных коннекторов при относительно низких требованиях к подготовке торцов соединяемых световодов и незначительных затратах времени на формирование согласующей структуры. При этом на этапе формирования допускается существенное осевое смещение стыкуемых волокон (до нескольких диаметров ядра световода) при значительных зазорах между торцами (до нескольких миллиметров). «Самосогласование» волноведущих структур на стадии формирования коннектора за счёт установления собственных модовых режимов распространения воздействующего излучения в полимеризующейся среде позволяет соединять волокна разных стандартов.

Решение задачи согласования разнотипных световодов может найти применение не только в системах передачи данных, но и в современной измерительной технике, в которой наряду со стандартными световодами используются специальные оптические волокна в качестве основы волоконных сенсорных систем. Оптические преобразователи востребованы и в топологии высокопроизводительных вычислительных комплексов, разработка которых в настоящее время направлена на создание распределённых многопроцессорных систем, использующих оптическое соединение узлов. Согласование планарных световодов оптических печатных плат напрямую с оптоволоконными линиями связи позволит более эффективно организовывать и использовать информационные сети.

Не менее важной является задача ввода излучения в одномодовое волокно. Эффективность возбуждения световода зависит не только от прецизионности позиционирования его торца. Малый диаметр ядра одномодовых световодов накладывает существенные ограничения на геометрию излучателя и параметры его диаграммы направленности, что обуславливает применение исключительно лазерных источников без альтернативы использования недорогих светоизлучающих диодов. Решение задачи согласования одномодовых световодов с многомодовыми сделает возможным эффективный ввод излучения в одномодовое волокно посредством световода с более широким диаметром ядра. Здесь интерес вызывает возможность согласования световодов с диаметром ядра в несколько сотен микрон.

Список литературы

1. Акриловые олигомеры и материалы на их основе / А.А. Берлин, Г.В. Королев, Т.Я. Кефели, Ю.М. Сивергин. – М.: Химия, 1983. – 232 с.
2. Чесноков, С. А., Захарина, М. Ю., Фукин, Г. К., Мамышева, О. Н., Чечет, Ю. В., Абакумов, Г. А. Молекулярная и кристаллическая структура диметакрилата и диакрилата 2,2-ди(фенил-4-ол)пропана и диакрилатов пирокатехина и гидрохинона. Реакционная способность в расплавах // Высокомолекулярные соединения. Серия А. – 2009. – Т.51. – №9. – С. 1615–1625.
3. Рощупкин, В. П., Озерковский, Б. В., Карапетян, З. А. Структурно-кинетический анализ радикальной полимеризации с помощью модифицированного уравнения Авраами // Высокомолекулярные соединения. – 1977. – №10. – С. 2239–2246.
4. Вдовин, В. А., Лонин, А. Л., Менсов, С. Н. Оптический синтез световодов из фотополимеров // Журнал технической физики. – 2001. – Т.71. – №7. – С. 67–71.
5. Dorkenoo, K., Cregut, O., Mager, L., Gillot, F., Carre, C. and Fort, A. Quasi-soliton behavior of self-written waveguides created by photopolymerization // Optics Letters. – 2002 – vol.27. – no.20. – P. 1782–1784.
6. Способ блочной фотополимеризации, фотополимеризующаяся композиция / Г.А. Абакумов, О.Н. Мамышева, В.А. Мураев, В.Д. Тихонов, В.К. Черкасов, С.А. Чесноков. Патент РФ. – №2138070. – 1999.
7. Чесноков, С. А., Черкасов, В. К., Абакумов, Г. А., Мамышева, О. Н., Чечет, Ю. В., Неводчиков, В. И. Влияние природы *o*-бензохинона на инициирование радикальной фотополимеризации метакриловых эфиров системой *o*-бензохинон–третичный амин // Известия Академии наук. Серия химическая. – 2001. – №12. – С. 2258–2263.
8. Лонин, А. Л., Менсов, С. Н. Оптическое удлинение световодов в фотополимеризующихся композициях // Письма в ЖТФ. – 2002. – Т.28. – №13. – С. 15–18.
9. Yamashita, T., Kagami, M., Ito, H. Waveguide shape control and loss properties of light-induced self-written (LISW) optical waveguides // Journal of Lightwave Technology. – 2002. – vol.20. – no.8. – P. 1556–1562.
10. Менсов, С. Н., Полуштайцев, Ю. В., Дианов, Е. М., Беловолов, М. И., Махалов, В. Б. Соединение одномодовых ИК световодов видимым излучением в фотополимеризующейся композиции // Квантовая электроника. – 2008. – Т.38. – №12. – С. 1142–1146.
11. Менсов, С. Н., Полуштайцев, Ю. В. Оптическое согласование одномодовых световодов разного сечения в фотополимеризующейся композиции // Оптика и спектроскопия. – 2009. – Т.107. – №5. – С. 826–831.
12. Менсов, С. Н., Полуштайцев, Ю. В. Об эффективности оптической стыковки световодов в фотополимеризующейся композиции // Квантовая электроника. – 2007. – Т.37. – №9. – С. 881–884.

13. Лонин, А. Л., Менсов, С. Н. О возможности взаимозахвата встречно-распространяющихся световых пучков в фотополимеризующихся композициях // Известия ВУЗов. Радиофизика. – 2003. – Т. XLV1. – №2. – С. 1–7.
14. Менсов, С. Н. Полуштайцев, Ю. В. Оптическое формирование разветвлённых волноведущих структур при пересечении световых пучков в фотополимеризующихся композициях // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. – 2005. – Т.8. – №1. – С. 51–54.
15. Mensov, S. N., Polushtaytsev, Yu. V. Waveguiding elements optical formation at light beams interaction in transparent photopolymerizable compositions // Proceedings of SPIE. – 2008. – vol.7009. – P.70090J (8 pages).
16. Лонин, А. Л., Менсов, С. Н. О возможности оптического синтеза разветвлённых волноведущих структур в нелинейной среде с памятью // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. – 2001. – Т.4. – №4. – С. 5–9.
17. Менсов, С. Н., Полуштайцев, Ю. В. О причинах взаимовлияния сонаправленных световых пучков в фотополимеризующейся композиции // Оптика и спектроскопия. – 2006. – Т.100. – №1. – С. 105–109.
18. Mensov, S. N., Polushtaytsev, Yu. V. Formation of non-rectilinear waveguiding structures at the interaction of contrary beams in photopolymerizable mediums // Laser Physics. – 2008. – vol.18. – №4. – P. 1–6.
19. Mensov, S. N., Polushtaytsev, Yu. V. Optical connecting of fibers by laser beams propagating from the fibers edges // Advances in Optical Technologies. – 2008. – vol.2008. – Article ID 719632 (6 pages).
20. Менсов, С. Н., Романов, А. В. К вопросу о разрешающей способности фоторегистрирующих сред на основе жидких фотополимеризующихся композиций при записи голограмм // Оптика и спектроскопия. – 2006. – Т.101. – №4. – С. 692–698.
21. Левинский, А. И., Менсов, С. Н., Дьячков, А. И., Зубов, В. П. Формирование концентрационных неоднородностей в полимеризующемся метилметакрилате // Высокомолекулярные соединения. – 1987. – Т.29. – С. 1917–1921.
22. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – М.: Наука, 1973. – 720 с.
23. Карпов, Г. М., Обуховский, В. В., Смирнова, Т. Н. Теория формирования голограмм в фотополимерных материалах с полимеризационно-диффузионным механизмом записи // Оптика и спектроскопия. – 1996. – Т.81. – №6. – С. 1033–1038.
24. Батенькин, М. А., Менсов, С. Н., Романов, А. В. Использование нейтральных компонент с низкой вязкостью для повышения дифракционной эффективности фотополимерных голограмм // Оптика и спектроскопия. – 2008. – Т.104. – №1. – С. 149–154.
25. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. – М.: Наука, 1979. – 384 с.
26. Sukhorukov, A. A., Shoji, S., Kawata, S. and Kivshar, Yu. S. Self-written waveguides in photosensitive materials // Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials. – 2002. – vol.11. – no.4. – P. 391–407.

27. Лонин, А. Л., Менсов, С. Н., Полуштайцев, Ю. В. О причинах нитевидной неустойчивости процесса самоканализации оптических пучков в фотополимеризующихся композициях // Письма в ЖЭТФ. – 2004. – Т.79. – №11. – С. 643–646.
28. Абакумов, Г. А., Менсов, С. Н., Семенов, А. В., Чесноков, С. А. Особенности возникновения и развития надмолекулярной структуры в полимерах при фотополимеризации // Высокомолекулярные соединения. – 2000. – Т.42. – №7. – С. 1252–1256.

Сергей Николаевич **Менсов**
Юрий Викторович **Полуштайцев**

**НЕЛИНЕЙНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ
ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ МАЛОЙ МОЩНОСТИ
В ФОТОПОЛИМЕРИЗУЮЩИХСЯ СРЕДАХ**

Учебно-методическое пособие

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего профессионального образования «Нижегородский государственный
университет им. Н.И. Лобачевского».
603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23.