



Math-Net.Ru

All Russian mathematical portal

E. V. Vorobieva, V. V. Ivakhnik, M. V. Luneva, Time dependence of the point spread function of a four-wave converter in a waveguide with thermal nonlinearity, *Vestnik Samarskogo Gosudarstvennogo Universiteta. Estestvenno-Nauchnaya Seriya*, 2014, Issue 10, 130–139

<https://www.mathnet.ru/eng/vsgu457>

Use of the all-Russian mathematical portal Math-Net.Ru implies that you have read and agreed to these terms of use

<https://www.mathnet.ru/eng/agreement>

Download details:

IP: 18.97.9.173

April 24, 2025, 06:58:09



*Е.В. Воробьева, В.В. Ивахник, М.В. Лунова<sup>1</sup>*

## ВРЕМЕННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ФУНКЦИИ РАЗМЫТИЯ ТОЧКИ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ В ВОЛНОВОДЕ С ТЕПЛОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

Проанализировано изменение во времени качества обращения волнового фронта четырехволновым преобразователем излучения на тепловой нелинейности в волноводе. Исследовано влияние на характер временной зависимости параметров волновода модовой структуры волн накачки. Показано, что увеличение номера одномодовых волн накачки приводит к уменьшению разности ширины функции размытия точки в стационарном значении и в начальный момент времени.

**Ключевые слова:** функция размытия точки, четырехволновое взаимодействие, тепловая нелинейность, волновод, обращение волнового фронта.

### Введение

Возможность получения больших коэффициентов преобразования за счет увеличения интенсивности волн накачки, длины взаимодействия обуславливает интерес к изучению четырехволновых преобразователей излучения в оптических волноводах с целью использования их в системах адаптивной оптики, квантовой криптографии, для сверхскоростной оптической обработки сигналов и т. д. [1–3].

Практическое использование таких преобразователей в системах коррекции фазовых искажений, системах обработки изображения в реальном масштабе времени требует знания соответствия между пространственно-временными характеристиками взаимодействующих волн. В приближении заданного поля по волнам накачки одним из наиболее распространенных методов оценки качества преобразования изображения (качества обращения волнового фронта (ОВФ)) при четырехволновом взаимодействии является метод, основанный на построении и анализе функции размытия точки (ФРТ) такого преобразователя [4–5].

В средах с тепловой нелинейностью четырехволновое взаимодействие привлекает внимание возможностью получения волны с ОВФ в среднем ИК-диапазоне

<sup>1</sup>© Воробьева Е.В., Ивахник В.В., Лунова М.В., 2014

Воробьева Елена Владимировна (loginovaely@mail.ru), Ивахник Валерий Владимирович (ivakhnik@ssu.samara.ru), Лунова Мария Викторовна (lunevam@mail.ru), кафедра оптики и спектроскопии, Самарский государственный университет, 443011, Российская Федерация, Самара, ул. Акад. Павлова, 1.

длин волн [6–8]. В работах [9–10] для стационарного случая с использованием метода ФРТ проанализировано качество обращения волнового фронта четырехволновым преобразователем излучения на тепловой нелинейности в волноводах с параболическим профилем показателя преломления, с бесконечно проводящими стенками.

В настоящей статье анализируются временная зависимость ФРТ четырехволнового преобразователя в оптическом волноводе с тепловой нелинейностью, влияние на характер временной зависимости параметров волновода пространственной структуры волн накачки.

## 1. Вывод выражения для ФРТ

Пусть в двумерном волноводе с тепловой нелинейностью, расположенном между плоскостями  $z = 0$  и  $z = L$ , распространяются навстречу друг другу две волны накачки с комплексными амплитудами  $A_1$  и  $A_2$  и сигнальная волна с амплитудой  $A_3$ . В результате вырожденного четырехволнового взаимодействия  $\omega + \omega - \omega = \omega$  генерируется объектная волна с комплексной амплитудой  $A_4$ .

В приближении заданного поля по волнам накачки при малом коэффициенте отражения такое взаимодействие описывается системой уравнений

$$\begin{aligned} (\nabla^2 + k^2 + \frac{2k^2}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0 - 2ik\alpha) A_m &= 0, m = 1 \div 3, \\ (\nabla^2 + k^2 + \frac{2k^2}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0 - 2ik\alpha) A_4 + \frac{2k^2}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_{31} A_2 &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $n_0$  — среднее значение показателя преломления,  $k = \omega n_0 / c$  — волновое число,  $\alpha$  — коэффициент поглощения,  $\delta T_0$  — изменение температуры, связанное с распространением в поглощающей среде волн накачки, а  $\delta T_{31}$  — изменение температуры, обусловленное интерференцией первой волны накачки с сигнальной волной.

Величины изменений температуры находятся из уравнений [10]

$$\frac{\partial \delta T_0}{\partial t} = \Lambda \nabla^2 \delta T_0 + \frac{\alpha I_0}{c_p \nu}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \delta T_{31}}{\partial t} = \Lambda \nabla^2 \delta T_{31} + \frac{\alpha \tilde{A}_1 \tilde{A}_3^*}{c_p \nu}. \quad (3)$$

Здесь  $\Lambda$  — температуропроводность,  $c_p$  — теплоемкость,  $\nu$  — плотность вещества.  $I_0 = A_1 A_1^* + A_2 A_2^*$ . Не будем учитывать изменение показателя преломления за счет самовоздействия волн накачки ( $\frac{2}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0 \ll 1$ ).

Разложим взаимодействующие волны по модам волновода

$$A_j = \sum_{n=0}^N a_{jn}(t, z) f_n(x, z), j = 1 \div 4. \quad (4)$$

Здесь  $f_n(x, z) = \tilde{f}_n(x) \exp(\mp i \beta_n z)$  —  $n$ -я мода волновода;  $\beta_n$  — постоянная распространения  $n$ -й моды,  $N$  — число отсечки,  $a_{jn}(t, z)$  — коэффициенты в разложении амплитуд волн по модам волновода, знаки "минус" и "плюс" соответствуют распространению волны в направлении оси  $Z$  или в противоположном направлении.

Из системы уравнений (1) следует, что для волн накачки и сигнальной волны

$$a_{1n}(t, z) = a_{1n}(t, z = 0) = a_{1n}^0(t),$$

$$\begin{aligned} a_{2m}(t, z) &= a_{2m}(t, z = L) = a_{2m}^0(t), \\ a_{3k}(t, z) &= a_{3k}(t, z = 0) = a_{3k}^0(t). \end{aligned} \quad (5)$$

Изменение температуры, обусловленное интерференцией первой волны накачки с сигнальной волной, представим следующим образом:

$$\delta T_{31}(t, x, z) = \sum_{p=0}^N \delta T_p(t, z) \tilde{f}_p(x). \quad (6)$$

Подставив (6) в (3) с учетом (4), получим

$$\frac{\partial \delta T_p}{\partial t} = \Lambda \left[ \frac{\partial^2 \delta T_p}{\partial z^2} + \delta T_p \int \tilde{f}_p \frac{d^2 \tilde{f}_p}{dx^2} dx \right] + \frac{\alpha}{c_p \nu} \sum_{n=0}^N \sum_{k=0}^N a_{1n} a_{3k}^* \gamma_{n,k,p} \exp[-i(\beta_n - \beta_k^*)z]. \quad (7)$$

Здесь  $\gamma_{n,k,p} = \int \tilde{f}_n(x) \tilde{f}_k^*(x) \tilde{f}_p(x) dx$  — интеграл перекрытия, характеризующий эффективность взаимодействия трех мод волновода. При выводе уравнения (7) использовалось условие ортонормированности мод волновода:  $\int f_n(x) f_m(x) dx = \delta_{nm}$ , где  $\delta_{nm}$  — символ Кронекера. Для решения уравнения (7) необходимо задать как вид мод волновода, так и граничные условия на изменение температуры на передней и задней гранях волновода.

Из (1), используя (4) и (6), получим уравнение, описывающее изменение коэффициентов в разложении амплитуды объектной волны по модам волновода

$$i\beta_l \frac{\partial a_{4l}}{\partial z} = \frac{k^2}{n_0} \frac{dn}{dT} \sum_{m=0}^N \sum_{p=0}^N a_{2m} \gamma_{l,p,m} \delta T_p \exp[i(\beta_m - \beta_l)z]. \quad (8)$$

С учетом граничного условия  $a_{4l}(t, z = L) = 0$  на передней грани волновода коэффициенты в разложении амплитуды объектной волны по модам имеют вид

$$a_{4l}(t, z = 0) = \frac{ik^2}{\beta_l n_0} \frac{dn}{dT} \sum_{m=0}^N \sum_{p=0}^N \gamma_{l,p,m} \int_0^L a_{2m}(t, z) \delta T_p(t, z) \exp[i(\beta_m - \beta_l)z] dz. \quad (9)$$

Функция размытия точки на передней грани четырехволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности в волноводе есть

$$\begin{aligned} G(t, x, x_0, z = 0) &= \frac{ik^2}{n_0} \frac{dn}{dT} \sum_{l=0}^N \frac{\tilde{f}_l(x)}{\beta_l} \sum_{m=0}^N \sum_{p=0}^N \gamma_{l,p,m} \times \\ &\times \int_0^L a_{2m}^0(t) \delta T_p(t, z) \exp[i(\beta_m - \beta_l)z] dz, \end{aligned} \quad (10)$$

где  $\delta T_p(t, z)$  находится из решения уравнения (7) при условии

$$a_{3k}^0(t = 0) = \int \tilde{f}_k(x) \delta(x - x_0) dx = \tilde{f}_k(x_0).$$

## 2. Качество обращения волнового фронта при четырехволновом взаимодействии в волноводе с идеально проводящими поверхностями

Рассмотрим волновод, ограниченный идеально проводящими поверхностями, параллельными оси Z и расположенными на расстоянии  $2a$  друг от друга. Для такого волновода

$$\begin{aligned} \tilde{f}_n(x) &= \frac{\sin(q_n x)}{\sqrt{a}}, \\ \beta_n &= [k^2 - 2ik\alpha - q_n^2]^{\frac{1}{2}}, \\ q_n &= \frac{\pi(n+1)}{2a}. \end{aligned} \quad (11)$$

Для мод, распространяющихся вблизи оси волновода  $q_n \ll k$ , постоянная распространения имеет вид

$$\beta_n = k - i\alpha - \frac{1}{2k} \left[ \frac{\pi(n+1)}{2a} \right]^2.$$

С учетом (11) уравнение (7) можно записать следующим образом:

$$\frac{\partial \delta T_p}{\partial t} = \Lambda \left[ \frac{\partial^2 \delta T_p}{\partial z^2} - q_p^2 \delta T_p \right] + \frac{\alpha}{c_p \nu} \sum_{n=0}^N \sum_{k=0}^N a_{1n}^0(t) a_{3k}^{0*}(t) \gamma_{n,k,p} \exp[-i(\beta_n - \beta_k^*)z]. \quad (12)$$

При условии неизменности температуры на гранях волновода  $\delta T_{31}(t, x, z = 0) = \delta T_{31}(t, x, z = L) = 0$  решение уравнения (12) имеет вид

$$\begin{aligned} \delta T_p(t, z) &= -\frac{\alpha}{c_p \nu} \sum_{s=0}^{\infty} \sin\left(\frac{\pi s}{L} z\right) \left[ \sum_{n=0}^N \sum_{k=0}^N \gamma_{n,k,p} \int_0^t a_{1n}^0(t_1) a_{3k}^{0*}(t_1) \exp[-\omega_{sp}^2(t-t_1)] \times \right. \\ &\quad \left. \times \left[ \frac{2}{L} \int_0^L \exp[-i(\beta_n - \beta_k^*)z_1] \sin\left(\frac{\pi s}{L} z_1\right) dz_1 \right] dt_1 \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь  $\omega_{sp}^2 = \Lambda \left[ q_p^2 + \left(\frac{\pi s}{L}\right)^2 \right]$ .

Подставив (13) в (10), получим выражение, описывающее изменение во времени ФРТ четырехволнового преобразователя излучения в волноводе с идеально проводящими стенками

$$\begin{aligned} G(t, x, x_0, z = 0) &= -\frac{i\alpha k^2}{c_p \nu n_0} \frac{dn}{dT} \sum_{l=0}^N \frac{\tilde{f}_l(x)}{\beta_l} \sum_{m=0}^N \sum_{p=0}^N a_{2m}^0(t) \gamma_{l,p,m} \times \\ &\times \int_0^L \sum_{s=0}^{\infty} \sin\left(\frac{\pi s}{L} z\right) \left[ \sum_{n=0}^N \sum_{k=0}^N \gamma_{n,k,p} \int_0^t a_{1n}^0(t_1) a_{3k}^{0*}(t_1) \exp[-\omega_{sp}^2(t-t_1)] \exp[-i(\beta_m - \beta_l)z] dz \times \right. \end{aligned}$$

$$\times \left[ \frac{2}{L} \int_0^L \exp[-i(\beta_n - \beta_k^*)z_1] \sin\left(\frac{\pi s}{L} z_1\right) dz_1 \right] dt_1. \quad (14)$$

В случае одномодовых волн накачки при условии, что их амплитуды не зависят от времени, выражение для функции размытия точки примет вид

$$\begin{aligned} G(t, x, x_0, z = 0) &= -\frac{2i\pi^2 \alpha k^2}{c_p \nu n_0 L^3} \frac{dn}{dT} a_{1n}^0 a_{2m}^0 \sum_{l=0}^N \frac{\tilde{f}_l(x)}{\beta_l} \times \\ &\times \sum_{k=0}^N \sum_{p=0}^N \sum_{s=0}^{\infty} \gamma_{l,p,m} \gamma_{n,k,p} \tilde{f}_k(x_0) s^2 \left[ \frac{(-1)^s \exp[-i(\beta_n - \beta_k^*)L] - 1}{\left(\frac{\pi s}{L}\right)^2 - (\beta_n - \beta_k^*)^2} \right] \times \\ &\times \left[ \frac{(-1)^s \exp[i(\beta_m - \beta_l)L] - 1}{\left(\frac{\pi s}{L}\right)^2 - (\beta_m - \beta_l)^2} \right] \frac{[1 - \exp(-\omega_{sp}^2 t)]}{\omega_{sp}^2}. \end{aligned} \quad (15)$$

Выражения (14), (15) описывают временную динамику ФРТ четырехволнового преобразователя на тепловой нелинейности в волноводе.

### 3. Обсуждение результатов

Рассмотрим ФРТ четырехволнового преобразователя излучения при условии, что сигнальная волна распространяется от точечного источника, расположенного на передней грани волновода в точке  $x_0 = a$ . Такая волна возбуждает нулевую и четные моды волновода. Предположим, что волны накачки одномодовые с равными номерами мод. Будем считать, что четырехволновое взаимодействие излучения с длиной волны  $\lambda = 10,6$  мкм осуществляется в волноводе с поперечным размером  $a = 30$  мкм, заполненном нелинейной средой ( $\Lambda = 75,7 \cdot 10^{-5}$  см<sup>2</sup>/с,  $n_0 = 1,46$ ,  $\alpha = 1$  см<sup>-1</sup>).

На рис 1, а, б, в, г приведены характерные графики нормированного модуля ФРТ ( $\tilde{G} = G/G_{max}$ , где  $G_{max} = G(t, x = a, x_0 = a, z = 0)$ ) в различные моменты времени, полученные путем численного анализа выражения (15).

Максимальное значение ФРТ характеризует коэффициент отражения четырехволнового преобразователя излучения, ширину центрального максимума модуля ФРТ  $\Delta x$ , определяемую из уравнения

$$G(t, x = \frac{\Delta x}{2}, x_0 = a, z = 0) = \frac{1}{2} G_{max},$$

качество ОВФ.

С течением времени увеличивается как максимальное значение, так и ширина центрального максимума ФРТ (рис. 2), достигая стационарного (установившегося) значения  $\Delta x_{\infty} = \Delta x(t \rightarrow \infty)$ . Качество ОВФ с течением времени, как и для четырехволнового преобразователя излучения в неограниченной среде с тепловой нелинейностью, ухудшается [11].

Введем начальный момент времени  $t_n = 10^{-4} t_s$ , где  $t_s$  — время, в течение которого ширина центрального максимума модуля ФРТ достигает стационарного значения.

С ростом номера одномодовых волн накачки разность между шириной центрального максимума модуля ФРТ в стационарном случае и в начальный момент времени  $\Delta x_n = \Delta x(t = t_n)$  уменьшается.

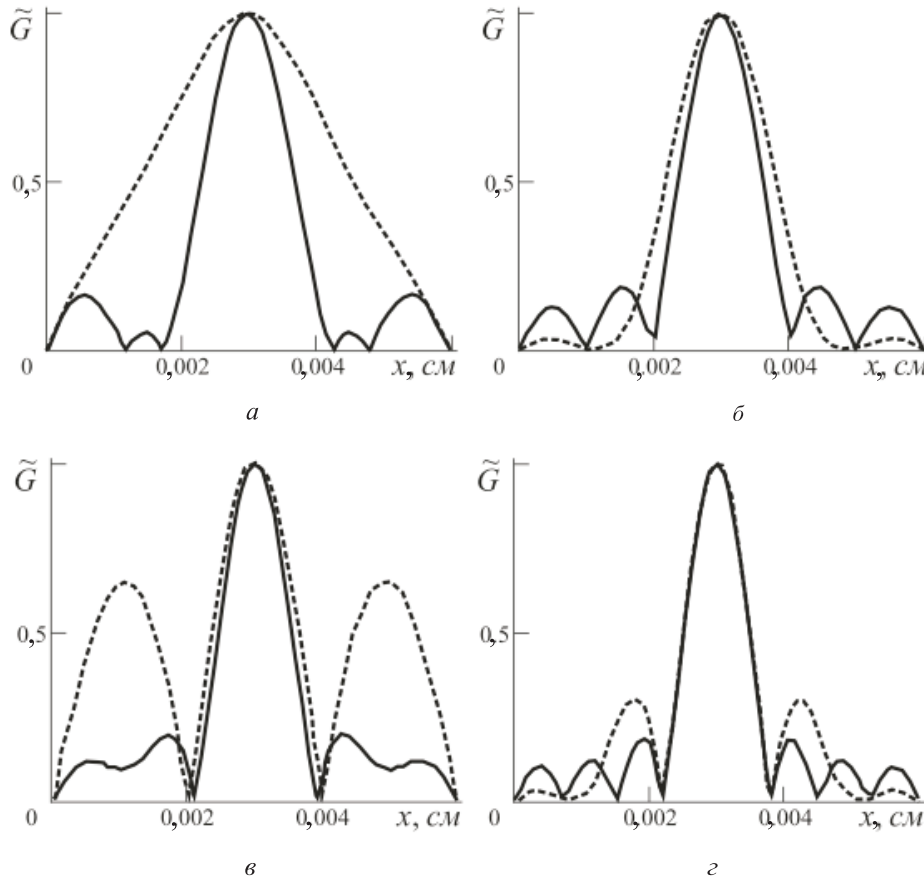


Рис. 1. Нормированный модуль ФРТ в различные моменты времени: сплошная линия  $t = 10^{-4}$  с, пунктирная линия  $t = 0,1$  с при  $L = 0,1$  см  $n = m = 0$  (а),  $n = m = 1$  (б),  $n = m = 2$  (в),  $n = m = 3$  (г)

Временная динамика вида ФРТ определяется временной динамикой тепловых решеток, записываемых в волноводе.

Амплитуда моды тепловой решетки  $\delta T_p$  зависит от интеграла перекрытия, который максимален, если  $p = |n \mp k| = 0$  (номер моды первой волны накачки равен нулю или четный),  $p = |n \mp k| = 1$  (номер моды первой волны накачки нечетный). При дифракции второй волны накачки на моде волновода с номером  $p = 0$  (или  $p = 1$ ) и возникают моды объектной волны, дающие максимальный вклад в ФРТ.

При  $L \gg a$  время записи моды тепловой решетки  $t_p$  связано с номером моды  $p$  простым выражением

$$t_p = \frac{1}{\omega_{sp}} = \frac{2a}{\pi(p+1)\sqrt{\Lambda}}.$$

Уменьшение номера моды тепловой решетки приводит к увеличению времени записи этой моды. Таким образом, при одномодовых волнах накачки временная динамика ФРТ определяется временем записи моды тепловой решетки с номером  $p = 0$ , если номера мод волн накачки четные ( $t_0 = \frac{2a}{\pi\sqrt{\Lambda}}$ ), и номером  $p = 1$ , если номера мод волн накачки нечетные ( $t_1 = \frac{a}{\pi\sqrt{\Lambda}}$ ).

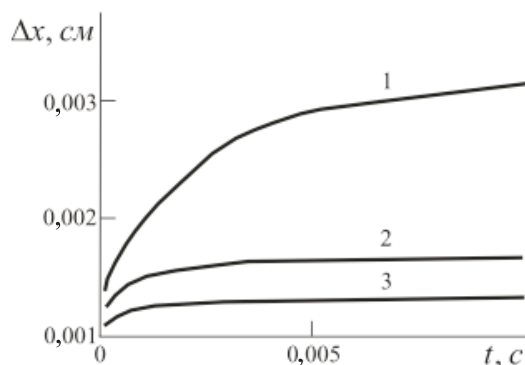


Рис. 2. Временная зависимость ширины модуля ФРТ при  $L = 0,1$  см  $n = 0$  (1),  $n = 1$  (2),  $n = 2$  (3)

Если для стационарного режима четырехволнового взаимодействия вид ФРТ определяется в основном видом интеграла перекрытия, длиной волновода, то в начальный момент времени существенную роль в формировании ФРТ оказывают моды тепловой решетки высоких порядков, зависимость амплитуд которых от времени определяется выражением

$$\delta T_p = \Lambda \left[ \frac{\pi(p+1)}{2a} \right]^2 t.$$

Это приводит к сужению в начальный момент времени центрального максимума ФРТ, улучшению качества ОВФ.

Наличие мод тепловой решетки высоких порядков  $p \geq 2$  обусловлено, прежде всего, многомодовой структурой сигнальной волны, взаимодействующей с волной накачки. Однако даже при взаимодействии одномодовой сигнальной волны и волны накачки в волноводе возбуждается несколько мод тепловой решетки. Объектная волна является результатом дифракции второй волны накачки на тепловых решетках.

При переходе от "коротких" ( $L \ll ka^2$ ) к "средним" ( $L \sim ka^2$ ), а затем и "длинным" ( $L \gg ka^2$ ) волноводам уменьшается число мод тепловой решетки, участвующих в формировании ФРТ, меняется соотношение между коэффициентами мод волновода объектной волны и, как следствие этого, в начальный момент времени с ростом длины волновода наблюдается уширение центрального максимума ФРТ, уменьшается разность  $\Delta = \Delta x_\infty - \Delta x_n$  между шириной центрального максимума ФРТ в стационарном случае и в начальный момент времени (рис. 3).

В длинных волноводах вид ФРТ в начальный момент времени и для стационарного режима четырехволнового взаимодействия совпадает.

Увеличение номера мод одномодовых волн накачки сужает ширину центрального максимума ФРТ как в начальный момент времени, так и для стационарного режима.

## Заключение

Получено аналитическое выражение для ФРТ четырехволнового преобразователя излучения в волноводе с тепловой нелинейностью, позволяющее проанализировать



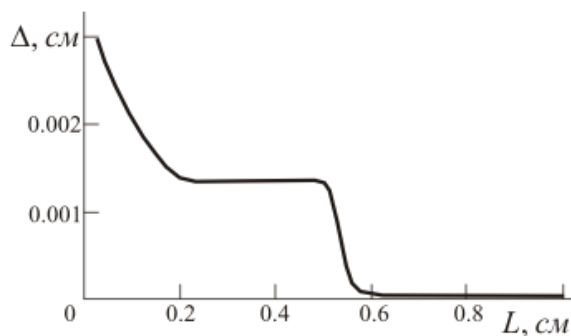


Рис. 3. Зависимость разности между шириной центрального максимума ФРТ в стационарном случае и в начальный момент времени от длины волновода при  $n = 0$

зировать временную зависимость качества обращения волнового фронта таким преобразователем.

Показано, что с течением времени ширина модуля ФРТ увеличивается, выходя на стационарное значение. Исследовано влияние на характер временной зависимости длины волновода, пространственной структуры волн накачки. С увеличением длины волновода, номера одномодовых волн накачки разность между шириной ФРТ в начальный момент времени и для стационарного значения уменьшается.

## Литература

- [1] Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. Обращение волнового фронта. М.: Наука, 1985. 240 с.
- [2] Generation of photon pairs in dispersion shift fibers through spontaneous four wave mixing: influence of self-phase modulation / Ma Xiaoxin [et al.] // Optical Communications. 2011. Vol. 284. P. 4558–4562.
- [3] Optical time lens based on four-wave mixing on a silicon chip / R. Salem [et al.] // Optic Letters. 2008. Vol. 33. № 10. P. 1047–1049.
- [4] Воронин Э.С., Петникова В.М., Шувалов В.В. Использование вырожденных параметрических процессов для коррекции волновых фронтов (обзор) // Квантовая электроника. 1981. Т. 8. № 5. С. 917–935.
- [5] Ивахник В.В., Никонов В.И. Функция размытия точки четырехволнового "ОВФ-зеркала" на тепловой нелинейности // Оптика и спектроскопия. 1997. Т. 82. Вып. 1. С. 55–59.
- [6] Регистрация излучения среднего ИК диапазона при записи фазовых голограмм в поглощающих жидкостях / А.А. Бетин [и др.] // Журнал технической физики. 1987. Т. 57. № 5. С. 925–931.
- [7] Галушкин М.Г., Митин К.В., Свиридов К.А. Четырехволновое взаимодействие на тепловой нелинейности в активных средах твердотельных лазеров // Квантовая электроника. 1994. Т. 21. № 12. С. 1157–1159.
- [8] 2-kW Average power CW phase-conjugate solid-state laser / Y.A. Zakharenkov [et al.] // IEEE Journal of selected topics in quantum electronics. 2007. Vol. 13. № 3. P. 473–479.
- [9] Ивахник В.В., Никонов В.И., Харская Т.Г. Четырехволновое преобразование излучения на тепловой нелинейности в световоде с параболическим профилем // Известия вузов. Сер.: Приборостроение. 2006. Т. 49. № 8. С. 54–60.

- [10] Ивахник В.В., Никонов В.И., Харская Т.Г. Четырехволновое преобразование излучения на тепловой нелинейности в световоде // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2006. Т. 9. № 1. С. 5–11.
- [11] Акимов А.А., Воробьева Е.В., Ивахник В.В. Временные характеристики четырехволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности в схеме с попутными волнами накачки // Компьютерная оптика. 2013. Т. 37. № 1. С. 25–30.

## References

- [1] Zeldovich B.Y., Pilipetsky N.F., Shkunov V.V. Principles of phase conjugation. M., Nauka, 1985, 240 p. [in Russian].
- [2] Xiaoxin Ma [et al.] Generation of photon pairs in dispersion shift fibers through spontaneous four wave mixing: influence of self-phase modulation. *Optical Communications*, 2011, Vol. 284, pp. 4558–4562.
- [3] Salem R. [et al.] Optical time lens based on four-wave mixing on a silicon chip. *Optic Letters*, 2008, Vol. 33, № 10, pp. 1047–1049.
- [4] Voronin E.S., Petnikova V.M., Shuvalov V.V. Use of degenerate parametric processes for wave front correction (review). *Kvantovaya elektronika [Quantum Electronics]*, 1981, Vol. 8, №5, pp. 917–935 [in Russian].
- [5] Ivakhnik V.V., Nikonov V.I. The point spread function of four - wave phase - conjugating mirror on the basis of thermal nonlinearity. *Optika i spektroskopii [Optics and Spectroscopy]*, 1997, Vol. 82, Issue 1, pp. 55–59 [in Russian].
- [6] Betin A.A. [et al.] The registration of middle infrared radiation at recording of phase holograms in absorbing liquids. *Zhurnal tekhnicheskoi fiziki [Journal of technical physics]*, 1987, Vol. 57. №5, pp. 925–931 [in Russian].
- [7] Galushkin M.G., Mitin K.V., Sviridov K.A. Four-wave interaction due to a thermal nonlinearity in active media of solid-state lasers. *Kvantovaya elektronika [Quantum Electronics]*, 1994, Vol. 21, №12, pp. 1157–1159 [in Russian].
- [8] Zakharenkov Y.A. [et al.] 2-kW Average power CW phase-conjugate solid-state laser. *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, 2007, Vol. 13, № 3, pp. 473–479.
- [9] Ivakhnik V.V., Nikonov V.I., Kharskaya T.G. The four - wave radiation converter on thermal nonlinearity in optical waveguide with parabolic profile. *Izvestiya vuzov. Priboroostroenie [News of Higher Educational Institutions. Instrument engineering]*, 2006, Vol. 49, №8, pp. 54–60 [in Russian].
- [10] Ivakhnik V.V., Nikonov V.I., Kharskaya T.G. The four - wave radiation converter on thermal nonlinearity in optical waveguide. *Fizika volnovykh protsessov i radiotekhnicheskie sistemy [Physics of Wave Processes and Radiotechnical Systems]*, 2006, Vol. 9, №1, pp. 5–11 [in Russian].
- [11] Akimov A.A., Ivakhnik V.V., Vorobieva E.V. Time characteristics of a four-wave radiation converter on thermal nonlinearity in the scheme with codirectional pumping waves. *Komp'yuternaya optika [Computer Optics]*, 2013, Vol. 37, №1, pp. 25–30 [in Russian].

*E. V. Vorobieva, V. V. Ivakhnik, M. V. Luneva*<sup>2</sup>

**TIME DEPENDENCE OF THE POINT SPREAD  
FUNCTION OF A FOUR-WAVE CONVERTER  
IN A WAVEGUIDE WITH THERMAL NONLINEARITY**

The time dependence of a quality of wave-front reversal has been analyzed at four-wave interaction in a waveguide with thermal nonlinearity. The influence of waveguide parameters and mode structure of pumping waves on time dependence character has been investigated. It has been shown, that increases of number of single-mode pumping waves lead to decreases of difference in point spread function width in steady state and initial state.

**Key words:** point spread function, four-wave interaction, thermal nonlinearity, waveguide, wave-front reversal.

Статья поступила в редакцию 22/X/2014.

The article received 22/X/2014.

---

<sup>2</sup>*Vorobieva Elena Vladimirovna* (loginovaely@mail.ru), *Ivakhnik Valery Vladimirovich* (ivakhnik@ssu.samara.ru), *Luneva Maria Victorovna* (lunevam@mail.ru), Department of Optics and Spectroscopy, Samara State University, Samara, 443011, Russian Federation.