

Пространственные характеристики четырехволнового преобразователя излучения в многомодовом световоде с резонансной нелинейностью

Е.В. Воробьева, В.В. Ивахник, А.В. Кауров

Самарский национальный исследовательский университет им. акад. С.П. Королева
443086, Российская Федерация, г. Самара
Московское шоссе, 34

С использованием метода функции размытия точки изучено качество преобразования излучения при вырожденном четырехволновом взаимодействии в двумерном многомодовом световоде с резонансной нелинейностью. Показано, что со временем ширина модуля функции размытия точки, полностью определяемая приосевыми модами световода, уменьшается, выходя на установившееся значение, слабо меняющееся с ростом интенсивности накачки. При совпадении номеров мод одномодовых волн накачки увеличение номера моды накачки приводит вначале к росту, а затем к уменьшению ширины модуля функции размытия точки.

Ключевые слова: четырехволновое взаимодействие, функция размытия точки, резонансная нелинейность, световод.

Введение

Возможностью концентрации в световоде энергии взаимодействующих волн при одновременном увеличении длины взаимодействия позволяет значительно увеличить коэффициент отражения четырехволновых преобразователей излучения $\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 = \omega_4$ с использованием широкого класса лазерных источников, получить высокоэффективные малогабаритные нелинейные оптические устройства [1–5].

В экспериментах по изучению четырехволновых взаимодействий в световодах используются среды с различными механизмами нелинейности [6–8]. В средах с резонансным механизмом нелинейности за счет подбора частот взаимодействующих волн можно значительно увеличить нелинейную восприимчивость среды, а значит и коэффициент отражения четырехволновых преобразователей излучения [9–10]. Таким образом, для получения больших коэффициентов отражения практический интерес представляет изучение четырехволновых взаимодействий в световодах, заполненных средой с резонансной нелинейностью.

Кроме коэффициента отражения, еще одной важной характеристикой четырехволновых преобразователей излучения, используемых в системах обработки и распознавания образов, в

системах адаптивной оптики, является качество преобразования, оцениваемое по соответствию комплексных амплитуд падающей (сигнальной) и отраженной (объектной) волн [11]. В приближении заданного поля по волнам накачки для определения качества преобразования при многоволновом взаимодействии широко используется метод функции размытия точки [12]. С использованием этого метода при малом коэффициенте отражения проанализированы пространственные и временные характеристики вырожденных четырехволновых преобразователей в световодах с керровской, тепловой нелинейностями [13–15].

В настоящей работе анализируется временная зависимость ФРТ четырехволнового преобразователя в многомодовом световоде с резонансной нелинейностью, исследуется влияние на вид ФРТ параметров световода, характеристик волн накачки. Считается, что сердцевина световода состоит из «матрицы» и ансамбля частиц, моделируемых трехуровневой системой энергетических уровней

1. Вывод выражения для амплитуды объектной волны

Пусть в двумерном световоде, расположенном между плоскостями $z = 0$ и $z = L$, распространя-

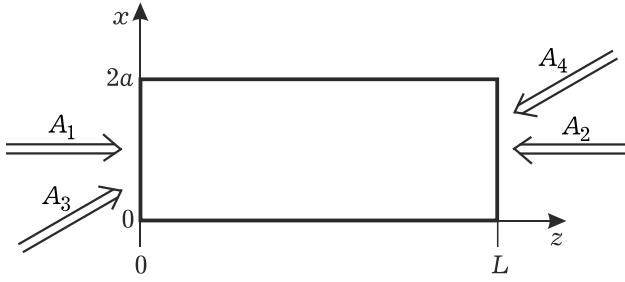


Рис. 1. Схема ЧВВ в световоде

ются 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 амплитудой A_4 (рис. 1).

Исходное скалярное волновое уравнение, описывающее вырожденное четырехволновое взаимодействие, есть

$$\left[\nabla^2 + k^2 - 2ik\alpha \right] (A + \text{к.с.}) = 0. \quad (1)$$

Здесь

$$A = \sum_{j=1}^4 A_j, \quad k = \frac{\omega n_0}{c}$$

— волновое число, n_0 — среднее значение показателя преломления, α — коэффициент поглощения, зависящий от интенсивности распространяющихся в среде волн.

Коэффициент поглощения излучения в световоде определяется коэффициентом поглощения «матрицы» (α_0) и коэффициентом поглощения ансамбля частиц (α_1)

$$\alpha = \alpha_0 + \alpha_1.$$

Пусть один из энергетических уровней частицы является метастабильным. Метастабильное состояние, как правило, имеет триплетную природу. Кинетические уравнения, описывающие изменение заселенностей основного синглетного (N_1), возбужденных синглетного (N_2) и триплетного (N_3) уровней, имеют вид [16]

$$\begin{cases} \frac{dN_1}{dt} = -N_1 I \sigma_{12} + N_2 (I \sigma_{21} + \delta_{21}) + N_3 \delta_{31}, \\ \frac{dN_2}{dt} = N_1 I \sigma_{12} - N_2 (I \sigma_{21} + \delta_{21} + \delta_{23}), \\ N = N_1 + N_2 + N_3. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь σ_{ij} и δ_{ij} — сечение поглощения (излучения) и вероятность безызлучательных переходов между i и j энергетическими уровнями, N — общая концентрация частиц. Коэффициент

поглощения ансамбля частиц связан с заселенностями энергетических уровней выражением:

$$\alpha_1 = N_1 \sigma_{12} - N_2 \sigma_{21}.$$

В приближении заданного поля по первой волне накачки ($|A_1| \gg |A_{2,3,4}|$), при учете интерференции первой волны накачки и сигнальной волны распределение интенсивности можно записать следующим образом

$$I = AA^* = I_0 + A_1 A_3^* + A_1^* A_3, \quad (3)$$

где $I_0 = A_1 A_1^*$.

Разложим комплексные амплитуды взаимодействующих волн по модам световода, не содержащего ансамбля частиц

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

где $f_n(x, z) = \tilde{f}_n(x) \exp(-i\beta_n z)$ — n -ая мода световода; β_n — постоянная распространения n -ой моды, N — число отсечки, $a_{jn}(t, z)$ — коэффициенты в разложении амплитуд волн по модам световода.

Учитывая изменение интенсивности (3), представим заселенности энергетических уровней в виде

$$N_j(x, z, t) = N_{j0}(x, z, t) + \sum_{p=0}^N \tilde{N}_{jp}(z, t) \tilde{f}_p(x), \quad j = 1 \div 3. \quad (5)$$

Коэффициент поглощения ансамбля частиц можно представить в виде суммы быстро (α_{31}) и медленно (α_{10}) меняющихся в зависимости от координат составляющих

$$\alpha_1 = \alpha_{10}(x, z, t) + \alpha_{31}(x, z, t). \quad (6)$$

Здесь

$$\alpha_{10}(x, z, t) = \sigma_{12} [N_{10}(x, z, t) - N_{20}(x, z, t)], \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \alpha_{31}(x, z, t) &= \\ &= \sigma_{12} \sum_{p=0}^N [\tilde{N}_{1p}(z, t) - \tilde{N}_{2p}(z, t)] \tilde{f}_p(x) = \\ &= \sum_{p=0}^N \tilde{\alpha}_p(z, t) \tilde{f}_p(x), \end{aligned} \quad (8)$$

$\tilde{N}_{10,20}$ и α_{10} — средние значения заселенностей энергетических уровней и коэффициента поглощения ансамбля частиц, $\tilde{N}_{1p,2p}$ и $\tilde{\alpha}_p$ — коэффициенты в разложении заселенностей энергетических уровней и быстро осциллирующей в пространстве составляющей коэффициента поглощения ансамбля частиц по модам световода, $\tilde{\alpha}_p = \sigma_{12} (\tilde{N}_{1p} - \tilde{N}_{2p})$.

С учетом (6) уравнение Гельмгольца (1) распадается на систему четырех уравнений

$$\begin{cases} (\nabla^2 + k^2 - 2ik\alpha'_0) A_m = 0, & m = 1 \div 3, \\ (\nabla^2 + k^2 - 2ik\alpha'_0) A_4 - 2ik\alpha_{31} A_2 = 0, \end{cases} \quad (9)$$

где $\alpha'_0 = \alpha_0 + \alpha_{10}$.

В приближении медленно меняющихся амплитуд с учетом (3)–(5) система уравнений (9) примет вид

$$\begin{cases} \frac{da_{1n}}{dz} = 0, & \frac{da_{2m}}{dz} = 0, & \frac{da_{3k}}{dz} = 0, \\ \frac{da_{4l}}{dz}(t, z) = \\ = -\frac{k}{\beta_l} \sum_{m=0}^N \sum_{p=0}^N a_{2m} \tilde{\alpha}_p(t, z) \times \\ \times \gamma_{mpl} \exp[-i(\beta_m - \beta_l)z]. \end{cases} \quad (10)$$

Здесь $\gamma_{mpl} = \int \tilde{f}_m(x) \tilde{f}_p(x) \tilde{f}_l^*(x) dx$ – интеграл перекрытия, определяющий эффективность взаимодействия трех мод световода.

При выполнении граничных условий

$$\begin{aligned} a_{1n}(t, z=0) &= a_{1n}^0(t), \\ a_{2m}(t, z=L) &= a_{2m}^0(t), \\ a_{3k}(t, z=0) &= a_{3k}^0(t), \\ a_{4l}(t, z=L) &= 0 \end{aligned} \quad (11)$$

найдем коэффициенты в разложении амплитуды объектной волны по модам световода на его передней грани

$$\begin{aligned} a_{4l}(t, z=0) &= \\ = -\frac{k}{\beta_l} \sum_{m=0}^N \sum_{p=0}^N a_{2m}^0 \int_0^L \tilde{\alpha}_p(t, z) \times \\ \times \gamma_{mpl} \exp[-i(\beta_m - \beta_l)z] dz, \end{aligned} \quad (12)$$

а значит и амплитуду объектной волны

$$\begin{aligned} A_4(x, z=0, t) &= \\ = -k\sigma_{12} \sum_{l=0}^N \frac{\tilde{f}_l(x)}{\beta_l} \times \\ \times \sum_{m=0}^N \sum_{p=0}^N a_{2m}^0 \int_0^L [\tilde{N}_{1p}(z, t) - \tilde{N}_{2p}(z, t)] \times \\ \times \gamma_{mpl} \exp[-i(\beta_m - \beta_l)z] dz. \end{aligned} \quad (13)$$

Амплитуда объектной волны однозначно определяется коэффициентами в разложении заселенностей энергетических уровней по модам световода.

2. Определение коэффициентов в разложении по модам световода быстро осциллирующей в пространстве составляющей коэффициента поглощения ансамбля частиц

Будем считать, что первая волна накачки одномодовая с номером моды n

$$A_1(x, z, t) = a_{1n}^0(t) \tilde{f}_n(x) \exp(-i\beta_n z).$$

После подстановки выражения для интенсивности (3) и заселенностей энергетических уровней (5) в систему уравнений (2) она распадается на две системы уравнений:

для средних значений заселенности

$$\begin{cases} \frac{dN_{10}(x, z, t)}{dt} = \\ = -N_{10}(x, z, t) [I_0(x, z, t) \sigma_{12} + \delta_{31}] + \\ + N_{20}(x, z, t) [I_0(x, z, t) \sigma_{21} + \delta_{21} - \delta_{31}] + N\delta_{31}, \\ \frac{dN_{20}(x, z, t)}{dt} = N_{10}(x, z, t) I_0(x, z, t) \sigma_{12} - \\ - N_{20}(x, z, t) [I_0(x, z, t) \sigma_{21} + \delta_{21} + \delta_{23}], \\ N_{10} + N_{20} + N_{30} = N, \end{cases} \quad (14)$$

для коэффициентов в разложении заселенностей энергетических уровней по модам световода

$$\begin{cases} \frac{d\tilde{N}_{1p}(z, t)}{dt} = -\tilde{N}_{1p}(z, t) [\tilde{I}_{np}(z, t) \sigma_{12} + \delta_{31}] + \\ + \tilde{N}_{2p}(z, t) [\tilde{I}_{np}(z, t) \sigma_{21} + \delta_{21} - \delta_{31}] + F_p(t, z), \\ \frac{d\tilde{N}_{2p}(z, t)}{dt} = \tilde{N}_{1p}(z, t) \tilde{I}_{np}(z, t) \sigma_{12} - \\ - \tilde{N}_{2p}(z, t) (\tilde{I}_{np}(z) \sigma_{21} + \delta_{21} + \delta_{23}) - F_p(t, z), \\ N_{1p} + \tilde{N}_{2p} + \tilde{N}_{3p} = 0. \end{cases} \quad (15)$$

Здесь

$$I_0(x, z, t) = |a_{1n}^0|^2 \tilde{f}_n(x) \tilde{f}_n^*(x) \exp[-iz(\beta_n - \beta_n^*)],$$

$$\tilde{I}_{np}(z, t) = |a_{1n}^0|^2 \gamma_{nnp} \exp[-iz(\beta_n - \beta_n^*)],$$

$$\gamma_{nnp} = \int |\tilde{f}_n(x)|^2 |\tilde{f}_p(x)|^2 dx,$$

$$F_p(t, z) =$$

$$= -\sum_{k=0}^N a_{1n}^0(t) a_{3k}^{0*}(t) \exp[-iz(\beta_n - \beta_k^*)] \times$$

$$\times \int \alpha_{10}(x, z, t) \tilde{f}_n(x) \tilde{f}_k^*(x) \tilde{f}_p^*(x) dx.$$

Системы уравнений (14)–(15) дополняются начальными условиями

$$N_{10}(x, z, t = 0) = N, \quad (16)$$

$$N_{20}(x, z, t = 0) = N_{30}(x, z, t = 0) = 0,$$

$$\begin{aligned} \tilde{N}_{1p}(z, t = 0) &= \tilde{N}_{2p}(z, t = 0) = \\ &= \tilde{N}_{3p}(z, t = 0) = 0. \end{aligned} \quad (17)$$

Решая систему уравнений (14) с учетом начальных условий (16), при неизменности во времени интенсивности первой волны накачки ($I_0(x, z, t) = I_0(x, z)$), получим для средних значений заселенностей энергетических уровней следующие выражения

$$\begin{aligned} N_{10}(x, z, t) &= \frac{N\delta_{31}[I_0\sigma_{21} + \delta_{21} + \delta_{23}]}{\lambda_1\lambda_2} + \\ &+ \frac{N[I_0\sigma_{12} + \delta_{31} + \lambda_2](\delta_{31} + \lambda_1)}{\lambda_1(\lambda_2 - \lambda_1)} \exp(\lambda_1 t) - \\ &- \frac{N[I_0\sigma_{12} + \delta_{31} + \lambda_1](\delta_{31} + \lambda_2)}{\lambda_2(\lambda_2 - \lambda_1)} \exp(\lambda_2 t), \end{aligned} \quad (18)$$

$$\begin{aligned} N_{20}(x, z, t) &= \frac{N\delta_{31}I_0\sigma_{21}}{\lambda_1\lambda_2} - \\ &- \frac{NI_0\sigma_{21}(\delta_{31} + \lambda_1)}{\lambda_1(\lambda_2 - \lambda_1)} \exp(\lambda_1 t) + \\ &+ \frac{NI_0\sigma_{21}(\delta_{31} + \lambda_2)}{\lambda_2(\lambda_2 - \lambda_1)} \exp(\lambda_2 t), \end{aligned} \quad (19)$$

где

$$\begin{aligned} \lambda_{1,2}(x, z) &= \\ &= -\frac{[I_0(\sigma_{12} + \sigma_{21}) + \delta_{21} + \delta_{31} + \delta_{23}]}{2} \pm \\ &\pm \left\{ \frac{[I_0(\sigma_{12} + \sigma_{21}) + \delta_{21} + \delta_{31} + \delta_{23}]^2}{4} - \right. \\ &- I_0[\sigma_{12}(\delta_{23} + \delta_{31}) + \sigma_{21}\delta_{31}] - \\ &\left. - \delta_{31}(\delta_{21} + \delta_{23}) \right\}^{\frac{1}{2}}. \end{aligned}$$

Зная средние значения заселенности энергетических уровней N_{10} и N_{20} , можно, используя систему уравнений (15) и начальные условия (17), найти коэффициенты в разложении заселенности энергетических уровней по модам световода

$$\tilde{N}_{2p}(z, t) = D_{1p} \exp(\lambda'_1 t) + D_{2p} \exp(\lambda'_2 t), \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \tilde{N}_{1p}(z, t) &= \\ &= \frac{\tilde{I}_{np}(z)\sigma_{21} + \delta_{21} - \delta_{31}}{\lambda'_1 + \tilde{I}_{np}(z)\sigma_{12} + \delta_{31}} D_{1p} \exp(\lambda'_1 t) + \\ &+ \frac{\tilde{I}_{np}(z)\sigma_{21} + \delta_{21} - \delta_{31}}{\lambda'_2 + \tilde{I}_{np}(z)\sigma_{12} + \delta_{31}} D_{2p} \exp(\lambda'_2 t), \end{aligned} \quad (21)$$

где

$$\begin{aligned} D_{1,2p} &= \\ &= \pm \frac{\lambda'_{2,1} + \tilde{I}_{np}(\sigma_{12} + \sigma_{21}) + \delta_{21} + \delta_{23}}{\lambda'_1 - \lambda'_2} \times \\ &\times \int_0^t F_p(t', z) \exp(-\lambda'_{1,2} t') dt'. \end{aligned}$$

Выражение для $\lambda'_{1,2}$ совпадает с выражением для $\lambda_{1,2}$ при замене $I_0(x, z)$ на $\tilde{I}_{np}(z)$.

Подставив (18)–(19) в (7), а (20)–(21) в (8), найдем:

• среднее значение коэффициента поглощения ансамбля частиц

$$\begin{aligned} \alpha_{10}(x, z, t) &= \frac{N\sigma_{12}}{1 + bI_0} + \\ &+ \frac{N\sigma_{12}[I_0(\sigma_{12} + \sigma_{21}) + \delta_{31} + \lambda_2](\delta_{31} + \lambda_1)}{\lambda_1(\lambda_2 - \lambda_1)} \times \\ &\times \exp(\lambda_1 t) - \\ &- \frac{N\sigma_{12}[I_0(\sigma_{12} + \sigma_{21}) + \delta_{31} + \lambda_1](\delta_{31} + \lambda_2)}{\lambda_2(\lambda_2 - \lambda_1)} \times \\ &\times \exp(\lambda_2 t), \end{aligned} \quad (22)$$

• коэффициенты в разложении быстро осциллирующей в пространстве составляющей коэффициента поглощения ансамбля частиц по модам световода

$$\begin{aligned} \tilde{\alpha}_p(z, t) &= \\ &= \sum_{k=0}^N \frac{\exp[-iz(\beta_n - \beta_k^*)]}{\lambda'_1(z) - \lambda'_2(z)} \times \\ &\times \int_0^t [B_1(z) \exp\{\lambda'_1(t - t')\} + \\ &+ B_2(z) \exp\{\lambda'_2(t - t')\}] a_{1n}^0(t') a_{3k}^{0*}(t') \times \\ &\times \left[\int \alpha_{10}(x, z, t') \tilde{f}_n(x) \tilde{f}_k^*(x) \tilde{f}_p^*(x) dx \right] dt'. \end{aligned} \quad (23)$$

Здесь

$$\begin{aligned} B_{1,2}(z) &= \\ &= \pm [\lambda'_{2,1}(z) + \tilde{I}_{np}(z)(\sigma_{12} + \sigma_{21}) + \delta_{21} + \delta_{23}] \times \\ &\times \left\{ \sigma_{21} - \frac{[\tilde{I}_{np}(z)\sigma_{21} + \delta_{21} - \delta_{31}]\sigma_{12}}{\lambda'_{1,2}(z) + \tilde{I}_{np}(z)\sigma_{12} + \delta_{31}} \right\}, \\ b &= \frac{\sigma_{12}(\delta_{23} + \delta_{31}) + \sigma_{21}\delta_{31}}{\delta_{31}(\delta_{23} + \delta_{21})}. \end{aligned}$$

Подставив (23) в (12), найдем коэффициенты в разложении амплитуды объектной волны по модам световода, а значит и саму амплитуду объектной волны на передней грани световода.

3. Функция размытия точки четырехволнового преобразователя излучения

Пусть сигнальная волна является волной от точечного источника, расположенного на передней грани световода,

$$A_3(t, x, z = 0) = \delta(x - x_0).$$

Функция размытия точки на передней грани четырехволнового преобразователя излучения в световоде имеет вид

$$\begin{aligned} \Gamma(x, x_0, z = 0, t) = & -k \sum_{l=0}^N \frac{\tilde{f}_l(x)}{\beta_l} \times \\ & \times \sum_{m=0}^N \sum_{k=0}^N \sum_{p=0}^N \tilde{f}_k(x_0) a_{1n}^0 a_{2m}^0 \gamma_{mpl} \times \\ & \times \int_0^L \frac{\exp(-i\Delta_{nmkl}z)}{\lambda'_1(z) - \lambda'_2(z)} \xi(z, t) dz, \end{aligned} \quad (24)$$

где

$$\begin{aligned} \xi(z, t) = & \int_0^t \{B_1(z) \exp[\lambda'_1(t - t')] + \\ & + B_2(z) \exp[\lambda'_2(t - t')]\} \times \\ & \times \left[\int \alpha_{10}(x, z, t') \tilde{f}_n(x) \tilde{f}_k^*(x) \tilde{f}_p^*(x) dx \right] dt', \end{aligned}$$

$\Delta_{nmkl} = \beta_n + \beta_m - \beta_k^* - \beta_l$ – волновая расстройка. Выражение (24) описывают временную динамику ФРТ четырехволнового преобразователя в световоде, заполненным ансамблем частиц, моделируемых трехуровневой схемой энергетических уровней.

В стационарном случае, когда обе волны накачки одномодовые с совпадающими номерами мод, выражение для ФРТ принимает вид

$$\begin{aligned} \Gamma_1(x, x_0, z = 0) = & -k \sum_{l=0}^N \frac{\tilde{f}_l(x)}{\beta_l} \sum_{p=0}^N \tilde{f}_l(x_0) \times \\ & \times a_{1n}^0 a_{2n}^0 \gamma_{npl} \int_0^L \frac{\exp(-i\Delta_{nnll}z)}{\lambda'_1(z) - \lambda'_2(z)} \xi_1(z) dz. \end{aligned} \quad (25)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \xi_1(z) = & \left\{ \frac{B_1(z)}{\lambda'_1(z)} + \frac{B_2(z)}{\lambda'_2(z)} \right\} \times \\ & \times \left[N \sigma_{12} \int \frac{\tilde{f}_n(x) \tilde{f}_l^*(x) \tilde{f}_p^*(x)}{1 + bI_0(x, z)} dx \right]. \end{aligned}$$

При записи (25) считали, что при совпадении номеров одномодовых волн накачки ($n = m$) каждой моде сигнальной волны соответствует мода объектной волны, номер которой совпадает с номером моды сигнальной волны ($k = l$).

4. Обсуждение результатов

Рассмотрим световод, ограниченный идеально проводящими поверхностями, параллельными оси Z и расположенными на расстоянии $2a$ друг от друга. Будем считать, что $\alpha_0 \gg \alpha_1$, $\alpha_0 = const$. Для такого световода

$$\tilde{f}_n(x) = \frac{1}{\sqrt{a}} \sin q_n x, \quad (26)$$

$$\beta_n = \left\{ k^2 - 2ik\alpha_0 - q_n^2 \right\}^{\frac{1}{2}},$$

где $q_n = \frac{\pi(n+1)}{2a}$ [17].

Для мод, распространяющихся вблизи оси световода (приосевые моды $k \gg q_n$), постоянная распространения имеет вид

$$\beta_n = k - i\alpha_0 - \frac{1}{2k} \left[\frac{\pi(n+1)}{2a} \right]^2. \quad (27)$$

Характерный вид зависимости нормированного на наибольшее значение центрального максимума (Γ_{max}) модуля ФРТ, расположенной на оси световода ($x_0 = a$), от поперечной координаты, полученный при анализе выражения (25) с использованием (26)–(27), представлен на рис. 2. Зависимости, приведенные на этом и последующих рисунках, построены при условии, что в «длинном» световоде ($L \operatorname{Re}(\Delta_{nmkl}) \gg 1$) взаимодействуют волны с $\lambda = 0.53$ мкм, среднее

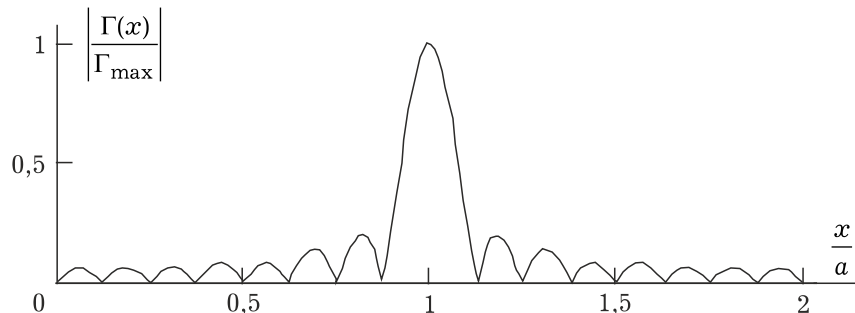


Рис. 2. Зависимость нормированного модуля ФРТ от поперечной координаты ($a = 10$ мкм, $N_c = 15$, $n = 0$, $bI_m = 4.64$)

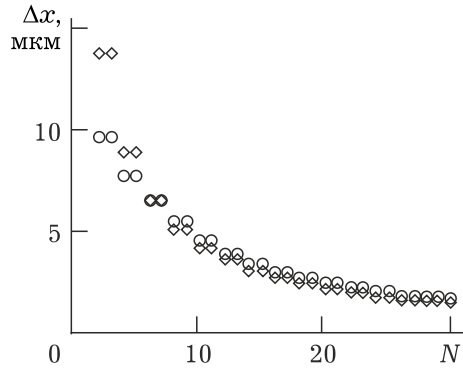


Рис. 3. Зависимость ширины центрального максимума ФРТ от числа приосевых мод ($a = 20$ мкм, $bI_m = 0.185$, $n = 0$ (ромбы), $n = 4$ (круги))

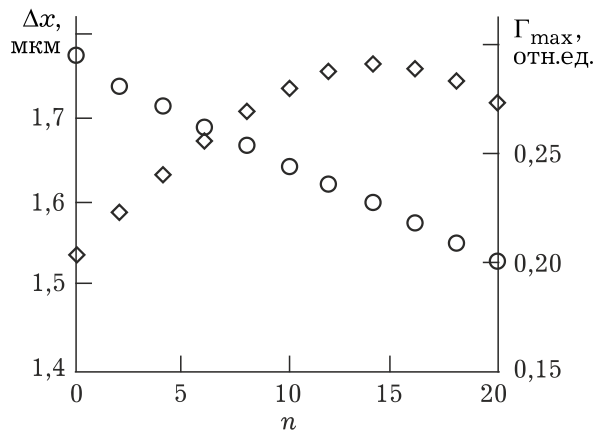


Рис. 4. Зависимость ширины центрального максимума модуля ФРТ (ромбы), наибольшего значения центрального максимума модуля ФРТ (круги) от четных номеров моды накачки ($a = 20$ мкм, $N_c = 30$, $bI_m = 0.185$)

значение показателя преломления сердцевинного световода $n_0 = 1.46$, коэффициент поглощения «матрицы» $\alpha_0 = 0.1 \text{ см}^{-1}$.

По мере увеличения поперечной координаты значение модуля ФРТ уменьшается, при этом наряду с центральным наблюдаются побочные максимумы, количество которых равно числу мод световода, участвующих в формировании амплитуды объектной волны.

Будем характеризовать качество преобразования излучения при четырехволновом взаимодействии в световоде шириной центрального максимума модуля ФРТ [13; 14]

$$\Delta x = x_2 - x_1, \tag{28}$$

где x_1 и x_2 определяются из условия $\Gamma(x_{1,2}, x_0, z = 0, t) = \frac{1}{2} \Gamma_{\max}(x_0, t)$. Ширина центрального максимума модуля ФРТ характеризует разрешающую способность четырехволнового преобразователя излучения.

Рассмотрим стационарный случай. Увеличение числа приосевых мод, дающих вклад в ФРТ, при фиксированной ширине световода приводит к уменьшению ширины центрального максиму-

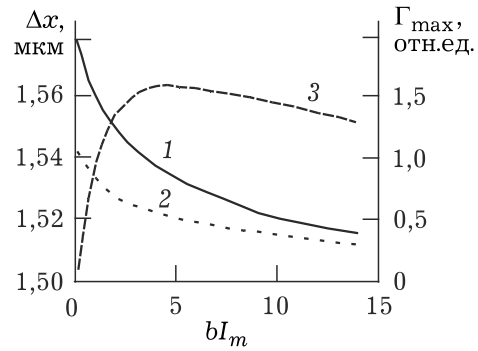
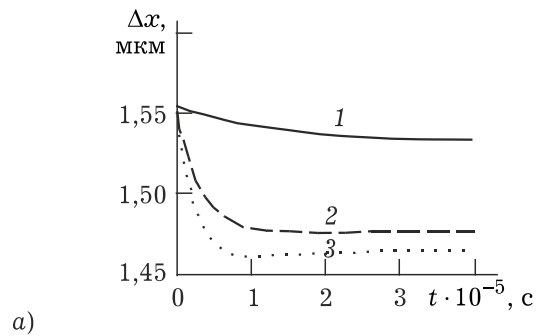
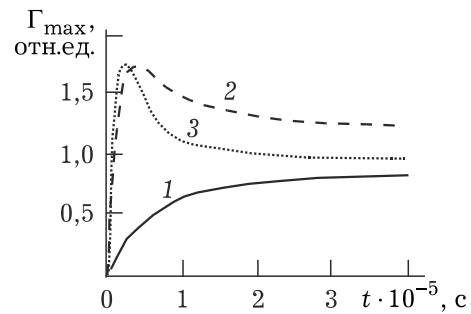


Рис. 5. Зависимость ширины 1-2 и величины центрального максимума 3 модуля ФРТ от нормированной интенсивности первой волны накачки ($n = 0$; 1 - $a = 10$ мкм, $N_c = 15$; 2 - $a = 20$ мкм, $N_c = 30$)



а)



б)

Рис. 6. Временная зависимость ширины центрального максимума (а) и наибольшего значения (б) центрального максимума модуля ФРТ ($n = 1$, $a = 5$ мкм, $N_c = 7$, 1 - $bI_m = 0.742$; 2 - $bI_m = 11.28$; 3 - $bI_m = 22.44$)

ма модуля ФРТ с выходом на постоянное значение (рис. 3). Наибольшее значение центрального максимума модуля ФРТ при этом возрастает. Таким образом, ширина модуля ФРТ полностью определяется приосевыми модами волновода, максимальное число которых находится из условия $N_c \approx 0.1N$.

При условии $n < N_c/2$ увеличение номера моды одномодовых волн накачки приводит к уменьшению по закону близкому к линейному наибольшего значения центрального максимума модуля ФРТ, при этом ширина центрального максимума модуля ФРТ вначале возрастает, а затем уменьшается (рис. 4).

С ростом интенсивности волны накачки ширина центрального максимума модуля ФРТ незначительно уменьшается (рис. 5), причем чем

меньше ширина световода, тем это уменьшение заметнее. При этом наибольшее значение центрального максимума сначала резко возрастает, а затем медленно уменьшается, что является характерным для сред с резонансной нелинейностью [18–20]. Ширина световода не влияет на характер этой зависимости.

На рис. 6 приведены характерные графики временной зависимости ширины и наибольшего значения центрального максимума модуля ФРТ. При малых значениях интенсивности первой волны накачки ($bI_m < 1$, I_m – максимальное значение интенсивности волны накачки на передней грани световода) со временем ширина центрального максимума модуля ФРТ монотонно уменьшается, а наибольшее значение центрального максимума ФРТ монотонно увеличивается, выходя на постоянные значения. При значениях интенсивности $bI_m > 10$ во временной зависимости ширины центрального максимума модуля ФРТ наблюдается минимум, а во временной зависимости наибольшего значения центрального максимума ФРТ – максимум, положения которых по мере роста интенсивности волны накачки сдвигаются в сторону меньших времен.

Заключение

Получено выражение для функции размытия точки четырехволнового преобразователя излучения в двумерном световоде, с сердцевинной, состоящей из «матрица» и ансамбля частиц, моделируемых трехуровневой схемой энергетических уровней. Показано, что приосевые моды световода полностью определяют ширину модуля ФРТ. С течением времени ширина модуля ФРТ уменьшается, выходя на установившееся значение, величина которого с ростом интенсивности накачки незначительно уменьшается. При этом при малых значениях интенсивности первой волны накачки наибольшее значение центрального максимума ФРТ монотонно увеличивается, выходя на постоянные значения, а при больших интенсивностях волны накачки во временной зависимости наибольшего значения центрального максимума ФРТ наблюдается максимум, положение которого определяется интенсивностью волн накачки. Для установившегося режима при совпадении номеров мод одномодовых волн накачки увеличение номера моды накачки приводит вначале к росту, а затем к уменьшению ширины модуля ФРТ.

Список литературы

1. Clements inverse four-wave mixing and self-parametric amplification in optical fibre / S.K. Turitsyn [et al.] // *Nature Photonics*. 2015. Vol. 9. № 9. P. 608–615.
2. All-optical ultrafast wavelength and mode converter based on intermodal four-wave mixing in few-mode fibers / Y. Weng [et al.] // *Optics Communications*. 2015. Vol. 348. P. 7–12.
3. Nazemosadat E., Pourbeyram H., Mafi A. Phase matching for spontaneous frequency conversion via four-wave mixing in graded-index multimode optical fibers // *Journal of the Optical Society of America B*. 2016. Vol. 33. № 2. P. 144–150.
4. Generation of photon pairs in dispersion shift fibers through spontaneous four wave mixing: influence of self-phase modulation / X. Ma [et al.] // *Optics Communications*. 2011. Vol. 284. P. 4558–4562.
5. Четырехволновое взаимодействие пикосекундных импульсов в полых волноводах: согласование фаз и влияние высших волноводных мод / А.Н. Наумов [и др.] // *ЖЭТФ*. 2001. Т. 120. Вып. 2. С. 280–290.
6. Miyanaga S., Yamabayashi T., Fujiwara H. Generation of a phase-conjugate wave by degenerate four-wave mixing in an erythrosin-B-doped planar waveguide // *Opt. Lett.* 1988. Vol. 13. № 11. P. 1044–1046.
7. Rossi B., Byrne H.J., Blau W. Degenerate four-wave mixing in rhodamine doped epoxy waveguides // *Applied Physics Letters*. 1991. Vol. 58. № 16 (22). P. 1712–1714.
8. Experimental investigation of inter-modal four-wave mixing in few-mode fibers / R.-J. Essiambre [et al.] // *IEEE Photon. Technol. Lett.* 2013. Vol. 25. № 6. P. 539–542.
9. Ormachea O. Comparative analysis of multi-wave mixing and measurements of the higher-order nonlinearities in resonant media // *Optics Communication*. 2006. V. 268. № 2. P. 317–322.
10. Kang H., Hernandez G., Zhu Y. Resonant four-wave mixing with slow light // *Physical Review A*. 2004. Vol. 70. № 6. 061804(R).
11. Ивахник В.В., Некрасова Г.Э., Никонов В.И. Точность обращения волнового фронта (ОВФ) при четырехфотонном параметрическом взаимодействии // *Оптика и спектроскопия*. 1990. Т. 68. Вып. 3. С. 620–624.
12. 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.
13. Ивахник В.В., Доронина Л.В., Некрасова Г.Э. Качество ОВФ при четырехфотонном взаимодействии в параболическом световоде // *Известия ВУЗов. Физика*. 1991. № 4. С. 20–24.
14. Ивахник В.В., Никонов В.И., Харская Т.Г. Четырехволновое преобразование изображения на тепловой нелиней-

- ности в световоде // Известия вузов. Приборостроение. 2006. Т. 49. № 3. С. 54–60.
15. Воробьева Е.В., Ивахник В.В., Лунева М.В. Временная зависимость функции размытия точки четырехволнового преобразователя в волноводе с тепловой нелинейностью // Вестник Самарского государственного университета. Физика. 2014. № 10(121). С. 130–139.
16. Тихонов Е.А., Шпак М.Т. Нелинейные оптические явления в органических соединениях. Киев: Н. Думка, 1979. 382 с.
17. Адамс М. Введение в теорию оптических волноводов М.: Мир, 1984. 512 с.
18. Акимов А.А., Воробьева Е.В., Ивахник В.В. Четырехволновое взаимодействие на резонансной и тепловой нелинейностях при больших коэффициентах отражения // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2011. Т. 15. № 1. С. 46–51.
19. Vlad V.I. Degenerate four-wave mixing in colour center crystals with medium and high-intensity IR laser light // Infrared Phys. 1991. V. 32. P. 411–476.
20. Нестационарное обращение волнового фронта при четырехволновом взаимодействии в резонансных средах / В.Н. Абрашин [и др.] // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. № 3. С. 546–552.

The spatial characteristics of a four-wave converter of radiation in multimode waveguide with resonant nonlinearity

E.V. Vorobyeva, V.V. Ivakhnik, A.V. Kurov

The quality of wave-front reversal has been studied at degenerate four-wave interaction in two-dimensional multimode waveguide with resonant nonlinearity using the Point-Spread Function (PSF) method. It has been shown that over time the PSF-module width, defined by paraxial waveguide modes, decreases, reaching a steady value, slowly varying with increasing the pump intensity. The PSF-module width first increases and then decreases with the increasing of number of pump wave mode when the coincidence of the numbers of single-mode pump waves.

Keywords: four-wave mixing, point-spread function, resonant nonlinearity, waveguide.

Неганов, В.А.

Теория и применение устройств СВЧ: учебн. пособие для вузов / В.А. Неганов, Г.П. Яровой; под ред. В.А. Неганова. – М.: Радио и связь, 2006. – 720 с.

ISBN 5-256-01812-4

В.А. Неганов, Г.П. Яровой

**ТЕОРИЯ И ПРИМЕНЕНИЕ
УСТРОЙСТВ СВЧ**



УДК 621.396.67
ББК 32.840
Н 41

В учебном пособии рассматриваются методы проектирования и конструктивной реализации устройств СВЧ: линий передачи различных видов, резонаторов, согласующих и трансформирующих устройств, фильтров, фазовращателей, аттенюаторов, тройниковых соединений, направленных ответвителей, различных мостовых соединений, ферритовых устройств (вентилей, циркуляторов, фазовращателей) и СВЧ-устройств на полупроводниковых диодах (умножителей, смесителей, переключателей, выключателей). Приводятся примеры применения устройств СВЧ в радиосвязи, радиолокации, измерительной аппаратуре и т. д. В книгу вошел оригинальный материал, полученный авторами. Учебное пособие может использоваться как справочник по устройствам СВЧ.

Для специалистов в области теории и техники СВЧ, преподавателей вузов, докторантов, аспирантов, студентов старших курсов радиотехнического и радиофизического профиля.