

АНАЛИЗ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЧЕТЫРЁХВОЛНОВОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ТЕПЛОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ В СХЕМЕ С ПОПУТНЫМИ ВОЛНАМИ НАКАЧКИ

В.В. Ивахник, В.И. Никонов, Т.Г. Харская
Самарский государственный университет

Аннотация

Получена система уравнений, описывающих четырехволновое взаимодействие в схеме с попутными волнами накачки на тепловой нелинейности. При условии отвода тепла от передней и задней граней нелинейной среды в приближении заданного поля по волнам накачки найдено изменение пространственного спектра амплитуды преобразованной волны на задней грани нелинейного слоя. Проанализирована зависимость ширины модуля функции размытия точки (ФРТ) от параметров волн накачки и характеристик нелинейной среды.

Введение

Важнейшей характеристикой любого четырехволнового преобразователя излучения является точность, с которой он осуществляет преобразование комплексной амплитуды падающей на него волны. В линейном приближении по амплитудам сигнальной и преобразованной волн полной характеристикой точности преобразования амплитуды сигнальной волны может выступать функция размытия точки (ФРТ) [1,2]. Использование тепловой нелинейности позволяет расширить класс веществ, применяемых для обращения волнового фронта, за счёт сред с линейным коэффициентом поглощения, которые не обладают выраженными нелинейными свойствами нетеплового характера [3]. Для среды с тепловым механизмом нелинейности в [4] найдена и проанализирована ФРТ четырехволнового преобразователя излучения в схеме со встречными волнами накачки. Переход к схеме с попутными волнами накачки позволяет создать волну с обращённым волновым фронтом распространяющуюся в направлении сигнальной волны [5], поэтому не меньший интерес представляет анализ пространственных характеристик четырехволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности в схеме с попутными волнами накачки.

1. Вывод основных уравнений, описывающих четырехволновое взаимодействие

Пусть в плоском слое с тепловой нелинейностью толщиной ℓ распространяются две волны накачки с комплексными амплитудами A_1 и A_2 и сигнальная волна с амплитудой A_3 . В результате вырощенного четырехволнового взаимодействия $\omega + \omega - \omega = \omega$ генерируется преобразованная волна с амплитудой A_4 (рис. 1).

Стационарное волновое уравнение, описывающее такое взаимодействие, имеет вид

$$\left\{ \nabla^2 + \left[k^2 \left(1 + \frac{2}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T \right) - 2ik\alpha \right] \right\} \left(\sum_{j=1}^4 A_j + \kappa.c. \right) = 0. \quad (1)$$

Здесь n_0 - среднее значение показателя преломления, k - волновое число, α - коэффициент поглощения, δT - изменение температуры, обусловленное выделением тепла при поглощении излучения.

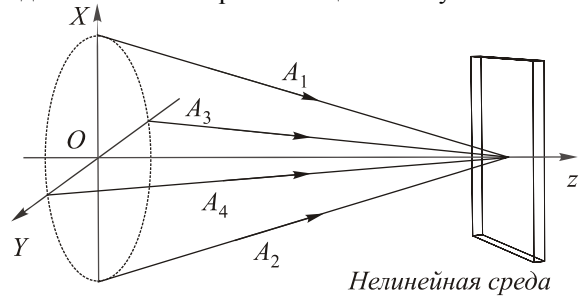


Рис. 1. Схема четырехволнового взаимодействия с попутными волнами накачки

Уравнение (1) необходимо дополнить уравнением Пуассона

$$\nabla^2 \delta T + \frac{\alpha}{\Lambda c_p \nu} \left| \sum_{j=1}^4 A_j + \kappa.c. \right|^2 = 0, \quad (2)$$

где Λ - коэффициент теплопроводности, c_p - удельная теплоемкость, ν - объемная плотность вещества.

Будем рассматривать четырехволновое взаимодействие в приближении заданного поля по волнам накачки ($|A_{1,2}|^2 \gg |A_{3,4}|^2$). При условии, что коэффициент преобразования мал ($|A_3|^2 \gg |A_4|^2$), в выражении для интенсивности взаимодействующих волн необходимо учитывать только решетки, образованные при интерференции волн накачки с сигнальной волной

$$\left| \sum_{j=1}^4 A_j + \kappa.c. \right|^2 = \sum_{j=1}^2 A_j A_j^* + A_1 A_3^* + A_2 A_3^* + A_1^* A_3 + A_2^* A_3.$$

Изменение температуры представим в виде суммы трёх слагаемых:

$$\delta T = \delta T_0 + \delta T_{31} + \delta T_{32},$$

одно из которых δT_0 связано с распространением в среде волн накачки, а два других δT_{31} и δT_{32} с интерференцией волн накачки с сигнальной волной.

Разложим составляющие изменения температуры δT_{3j} по гармоническим решеткам

$$\delta T_{3j}(\vec{r}) = \int \delta \tilde{T}_{3j}(\vec{k}_{Tj}, z) \exp(-i\vec{k}_{Tj}\vec{\rho}) d\vec{k}_{Tj}, \quad j = 1, 2.$$

Здесь $\delta \tilde{T}_{3j}$ - амплитуды спектров тепловых решеток, записанных сигнальной волной и j -ой волной накачки, $\vec{\rho}(x, y)$ - поперечная составляющая радиус-вектора \vec{r} , \vec{k}_{Tj} - пространственный вектор гармонической решетки.

Пусть волны накачки являются плоскими волнами

$$A_j(\vec{r}) = A_{j0}(z) \exp\{-i\vec{k}_j\vec{\rho} - ik_{jz}z\}, \quad j = 1, 2.$$

Падающую волну разложим по плоским волнам

$$A_3(\vec{r}) = \int \tilde{A}_3(\vec{k}_3, z) \exp\{-i\vec{k}_3\vec{\rho} - ik_{3z}z\} d\vec{k}_3.$$

Учитывая наличие в нелинейной среде двух тепловых решеток, представим преобразованную волну в виде суммы двух волн $A_4 = A_{41} + A_{42}$, каждую из которых также разложим по плоским волнам

$$A_{4m}(\vec{r}) = \int \tilde{A}_{4m}(\vec{k}_{4m}, z) \exp\{-i\vec{k}_{4m}\vec{\rho} - ik_{4mz}z\} d\vec{k}_{4m}, \quad m = 1, 2.$$

Здесь \vec{k}_j и \vec{k}_{4m} , k_{jz} и k_{4mz} - поперечная и продольная составляющие волновых векторов \vec{k}_j и \vec{k}_{4m} , $j = 1 \div 3$, $m = 1, 2$, $|\vec{k}_j| = |\vec{k}_{4m}| = k$. Направления осей OX и OY выберем таким образом, чтобы ось OX лежала в плоскости, образованной волновыми векторами волн накачки (плоскость волн накачки), а ось OY в плоскости, перпендикулярной плоскости волн накачки.

Учитывая сделанные выше предположения и в приближении медленно меняющихся амплитуд, волновое уравнение (1) распадается на пять уравнений вида

$$\frac{dA_{j0}}{dz} + i \frac{k}{k_{jz}} \left\{ \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0 - i\alpha \right\} A_{j0} = 0, \quad j = 1, 2, \quad (3)$$

$$\frac{d\tilde{A}_3(\vec{k}_3, z)}{dz} + i \frac{k}{k_{3z}} \left\{ \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0(z) - i\alpha \right\} \tilde{A}_3(\vec{k}_3, z) = 0, \quad (4)$$

$$\frac{d\tilde{A}_{41}(\vec{k}_{41}, z)}{dz} + i \frac{k}{k_{41z}} \left\{ \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0(z) - i\alpha \right\} \tilde{A}_{41}(\vec{k}_{41}, z) =$$

$$i \frac{k^2}{k_{41z} n_0} \frac{dn}{dT} \delta \tilde{T}_{31}(\vec{k}_{T1} = \vec{k}_{41} - \vec{k}_2, z) \times A_{20}(z) \exp\{-i(k_{2z} - k_{41z})z\}, \quad (5)$$

$$\frac{d\tilde{A}_{42}(\vec{k}_{42}, z)}{dz} + i \frac{k}{k_{42z}} \left\{ \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0(z) - i\alpha \right\} \tilde{A}_{42}(\vec{k}_{42}, z) =$$

$$i \frac{k^2}{k_{42z} n_0} \frac{dn}{dT} \delta \tilde{T}_{32}(\vec{k}_{T2} = \vec{k}_{42} - \vec{k}_1, z) \times A_{10}(z) \exp\{-i(k_{1z} - k_{42z})z\}. \quad (6)$$

Уравнения (3-6) дополняются граничными условиями:

$$A_{j0}(z=0) = A_{j0}^0, \quad \tilde{A}_3(\vec{k}_3, z=0) = \tilde{A}_3^0(\vec{k}_3), \quad (7)$$

$$\tilde{A}_{4m}(\vec{k}_{4m}, z=0) = 0.$$

Уравнение Пуассона распадается на три уравнения

$$\frac{d^2 \delta T_0}{dz^2} + \frac{\alpha}{\Lambda c_p \nu} (A_{10}(z) A_{10}^*(z) + A_{20}(z) A_{20}^*(z)) = 0, \quad (8)$$

$$\left(\frac{d^2}{dz^2} + \kappa_{Tj}^2 \right) \delta \tilde{T}_{3j}(\vec{k}_{Tj}, z) = -\frac{\alpha}{\Lambda c_p \nu} A_{j0} \tilde{A}_3^*(\vec{k}_3, z) \exp\{-i(k_{jz} - k_{3z})z\}, \quad (9)$$

$$j = 1, 2.$$

При выводе уравнений (3)-(6), (9) считали, что $\vec{k}_{T1} = \vec{k}_1 - \vec{k}_3 = \vec{k}_{41} - \vec{k}_2$, $\vec{k}_{T2} = \vec{k}_2 - \vec{k}_3 = \vec{k}_{42} - \vec{k}_1$.

При условии отвода тепла от передней и задней граней нелинейной среды ($\delta \tilde{T}_{3j}(\vec{k}_{Tj}, z=0) = \delta \tilde{T}_{3j}(\vec{k}_{Tj}, z=\ell) = 0$) с учетом граничных условий (7) решения уравнений (3)-(4), (8) можно записать следующим образом:

$$A_{j0}(z) = A_{j0}^0 \exp\{-\alpha z - iC(z)\}, \quad j = 1, 2, \quad (10)$$

$$\tilde{A}_3(\vec{k}_3, z) = \tilde{A}_3^0(\vec{k}_3) \exp\{-\alpha z - iC(z)\}, \quad (11)$$

$$\delta T_0(z) = \frac{1}{4\alpha \Lambda c_p \nu} \sum_{j=1}^2 (A_{j0}^0)^2 \times \left[1 - \exp(-2\alpha z) - \frac{z}{\ell} [1 - \exp(-2\alpha \ell)] \right], \quad (12)$$

$$\text{где } C(z) = \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \int_0^z \delta T_0(z_1) dz_1.$$

С учетом изменения вдоль оси Z амплитуд волн накачки и сигнальной волны уравнение (9) имеет решение вида

$$\delta \tilde{T}_{3j}(\vec{k}_{Tj}, z) = \frac{f_j}{\beta_j^2 - \kappa_{Tj}^2} \left\{ \left[\frac{1}{2 \operatorname{sh} \kappa_{Tj} \ell} \times \right. \right. \\ \times \left\{ \exp(-\kappa_{Tj} z) [\exp(\kappa_{Tj} \ell) - \exp(-\beta_j \ell)] \right\} \\ \left. \left. + \frac{1}{2 \operatorname{sh} \kappa_{Tj} \ell} \left\{ \exp(\kappa_{Tj} z) [\exp(-\beta_j \ell) - \exp(-\kappa_{Tj} \ell)] \right\} \right. \right. \\ \left. \left. - \exp(-\beta_j z) \right\} \right\}. \quad (13)$$

Здесь $f_j = [\alpha A_{j0}^0 \tilde{A}_3^{0*}(\vec{k}_3)] / \Lambda c_p \nu$, $\kappa_{Tj} = |\vec{k}_{Tj}|$, $\beta_j = 2\alpha + i(k_{jz} - k_{3z})$.

Подставив (13) в (5-6), получим с точностью до постоянного множителя выражения для пространственных спектров амплитуд преобразованной волны на задней грани нелинейного слоя

$$\begin{aligned} \tilde{A}_{4j}(\bar{\kappa}_{4j} = \bar{\kappa}_j - \bar{\kappa}_3, z = \ell) = & \frac{f_j}{\beta_j^2 - \kappa_{Tj}^2} \left\{ \frac{1}{2sh\kappa_{Tj}\ell} \frac{[\exp(-\beta_j\ell) - \exp(\kappa_{Tj}\ell)]}{[\kappa_{Tj} + ip_j]} \times \right. \\ & \times [\exp(-\kappa_{Tj}\ell - ip_j\ell) - 1] + \\ & + \frac{1}{2sh\kappa_{Tj}\ell} \frac{[\exp(-\beta_j\ell) - \exp(-\kappa_{Tj}\ell)]}{[\kappa_{Tj} - ip_j]} \times \\ & \left. \times [\exp(\kappa_{Tj}\ell - ip_j\ell) - 1] + \frac{\exp(-\beta_j\ell - ip_j\ell) - 1}{\beta_j + ip_j} \right\}, \end{aligned} \quad (14)$$

где $p_1 = (k_{2z} - k_{41z})$, $p_2 = (k_{1z} - k_{42z})$. В параксиальном приближении при условии, что волны накачки падают на нелинейную среду под одинаковыми углами ($\bar{\kappa}_1 = -\bar{\kappa}_2$): $p_j = \frac{1}{2k}(\kappa_{4j}^2 - \kappa_1^2)$.

На рис. 2 при условии $A_{10}^0 = A_{20}^0$ приведён характерный график зависимости модуля коэффициента преобразования

$$K(\bar{\kappa}_3) = \frac{\sum_{j=1}^2 \tilde{A}_{4j}(\bar{\kappa}_{4j} = \bar{\kappa}_j - \bar{\kappa}_3, z = \ell)}{\tilde{A}_3^0(\bar{\kappa}_3)} \quad (15)$$

от поперечной составляющей волнового вектора сигнальной волны.

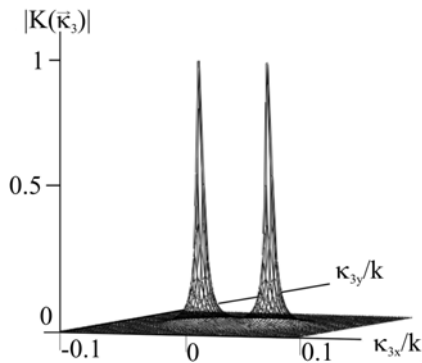


Рис. 2. Вид модуля коэффициента преобразования при угле между волнами накачки 6° и $\alpha\ell = 1,44$

На графике зависимости модуля коэффициента преобразования от $\bar{\kappa}_3$ наблюдаются два максимума, расстояние между которыми прямо пропорционально углу между волнами накачки. Наличие двух максимумов связано с записью в нелинейной среде двух тепловых решеток. В сечении максимумов плоскостью, параллельной плоскости $\kappa_{3x}\kappa_{3y}$ по уровню 0,5 от максимального значения, наблюдаются кривые, напоминающие эллипсы. Большая ось эллипса расположена в плоскости волн накачки и направлена по прямой, соединяющей максимумы. Величины малой и большой осей эллипса зависят от величины коэффициента поглощения и волнового числа.

При возрастании волнового числа большая и малая оси эллипса возрастают. При $k = const$ и росте коэффициента поглощения малая полуось эллипса уменьшается, а большая - возрастает.

Фаза коэффициента преобразования в зависимости от $\bar{\kappa}_3$ меняется по закону, близкому к параболическому. С ростом коэффициента поглощения скорость изменения фазы увеличивается, а при возрастании волнового числа - уменьшается.

2. Функция размытия точки

Пусть сигнальная волна распространяется от точечного источника, расположенного на расстоянии z_3 от передней грани нелинейного слоя (плоскость фокусировки сигнальной волны). Тогда с точностью до постоянного множителя комплексная амплитуда сигнальной волны на передней грани нелинейного слоя есть

$$\tilde{A}_3(\bar{\kappa}_3, z = 0) = \exp(-i\bar{\kappa}_3\bar{\rho}_0 + i\frac{\kappa_3^2}{2k}z_3), \quad (16)$$

где $\bar{\rho}_0$ - вектор, определяющий положение точечного источника в плоскости z_3 .

Будем рассматривать поле преобразованной волны на расстоянии z_4 от задней грани нелинейного слоя (плоскость фокусировки преобразованной волны)

$$\tilde{A}_{4j}(\bar{\kappa}_{4j}, z_4) = \tilde{A}_{4j}(\bar{\kappa}_{4j}, z = \ell) \exp(i\frac{\kappa_{4j}^2}{2k}z_4). \quad (17)$$

Под четырехволновым преобразователем излучения будем понимать оптическую систему, состоящую из участка свободного пространства толщиной z_3 , среды с тепловой нелинейностью, в которой распространяются две волны накачки, и участка свободного пространства толщиной z_4 .

Функция размытия точки является Фурье-образом от амплитуды пространственного спектра преобразованной волны на выходе оптической системы при условии, что на ее входе оптический сигнал является точечным

$$\begin{aligned} \Gamma(\bar{\rho}, z_3, z_4) = & \int \tilde{A}_{41}(\bar{\kappa}_{41}, z_3, z_4) \exp(-i\bar{\kappa}_{41}\bar{\rho}) d\bar{\kappa}_{41} + \\ & + \int \tilde{A}_{42}(\bar{\kappa}_{42}, z_3, z_4) \exp(-i\bar{\kappa}_{42}\bar{\rho}) d\bar{\kappa}_{42}. \end{aligned} \quad (18)$$

Подставив (14) в (18), с учетом (16), (17) получим выражение для функции размытия точки четырехволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности с попутными волнами накачки в центре поля зрения ($\bar{\rho}_0 = 0$) в виде

$$\begin{aligned} \Gamma(\bar{\rho}, z_3, z_4) = & \int \sum_{j=1}^2 \frac{f_{j0}}{\beta_j^2 - \kappa_{Tj}^2} \left\{ \frac{1}{2sh\kappa_{Tj}\ell} \times \right. \\ & \times \frac{[\exp(-\beta_j\ell) - \exp(\kappa_{Tj}\ell)]}{[\kappa_{Tj} + ip_j]} [\exp(-\kappa_{Tj}\ell - ip_j\ell) - 1] + \\ & + \frac{1}{2sh\kappa_{Tj}\ell} \frac{[\exp(-\beta_j\ell) - \exp(-\kappa_{Tj}\ell)]}{[\kappa_{Tj} - ip_j]} \times \\ & \left. \times [\exp(\kappa_{Tj}\ell - ip_j\ell) - 1] + \frac{\exp(-\beta_j\ell - ip_j\ell) - 1}{\beta_j + ip_j} \right\} \times \\ & \times \exp \left[i\frac{\kappa_{4j}^2}{2k}z_4 - i\frac{\kappa_3^2}{2k}z_3 - i\bar{\kappa}_{4j}\bar{\rho} \right] d\bar{\kappa}_{4j}. \end{aligned} \quad (19)$$

Здесь $f_{j0} = \alpha A_{j0}^0 / \Lambda c_p v$. На рис. 3 приведен характерный график зависимости от поперечных координат нормированного на максимальное значение (Γ_{max}) модуля функции размытия точки $\tilde{\Gamma}(\vec{\rho}) = |\Gamma(\vec{\rho})| / \Gamma_{max}$, полученный методом численного анализа выражения (19). С ростом поперечной координаты наблюдается уменьшение модуля ФРТ.

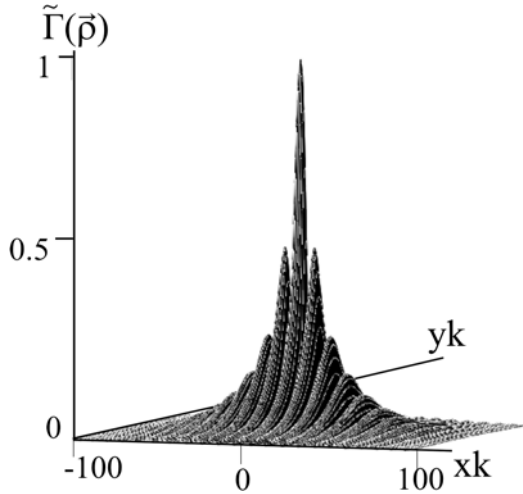


Рис. 3. Вид модуля ФРТ при угле между волнами накачки 6° и $\alpha\ell = 1,44$

Введем понятие ширины модуля ФРТ в плоскости волн накачки ($\Delta x = |x_1 - x_2|$) и в плоскости, перпендикулярной плоскости волн накачки ($\Delta y = |y_1 - y_2|$), где $x_{1,2}$ и $y_{1,2}$, определяются из условий

$$|\Gamma(x_{1,2}, y = 0, z_3, z_4)| = \frac{1}{2} |\Gamma(\rho = 0, z_3, z_4)|, \quad (20)$$

$$|\Gamma(y_{1,2}, x = 0, z_3, z_4)| = \frac{1}{2} |\Gamma(\rho = 0, z_3, z_4)|. \quad (21)$$

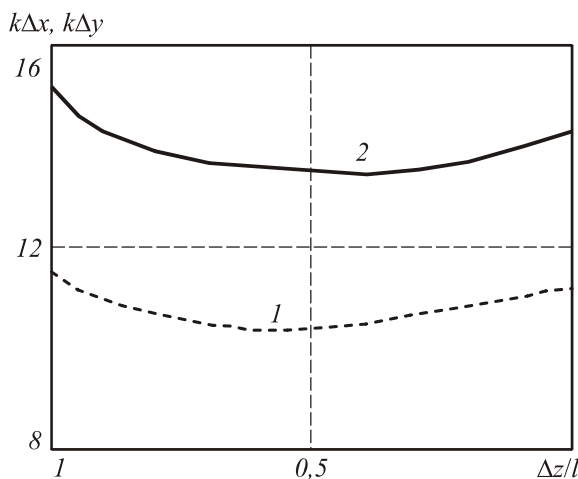


Рис. 4. Изменение ширины модуля ФРТ в плоскости волн накачки (1), в плоскости, перпендикулярной плоскости волн накачки (2) при угле между волнами накачки 3° и $\alpha\ell = 1,44$

Ширина модуля ФРТ характеризует разрешающую способность четырехволнового преобразователя излучения. На рис.4 приведены зависимости ширины модуля ФРТ от разности положений плоскостей фокусировки сигнальной и преобразованных волн: $\Delta z = z_3 - z_4$.

При фиксированном положении плоскости фокусировки сигнальной волны существует оптимальное положение плоскости фокусировки преобразованной волны (плоскость оптимальной фокусировки), в пределах которой ширина модуля ФРТ минимальна. Положения плоскостей оптимальной фокусировки преобразованной волны при рассмотрении ширины модуля ФРТ в направлениях, задаваемых осями OX ($z_{4opt\parallel}$) и OY ($z_{4opt\perp}$), различно. При малых углах

падения волн накачки на нелинейную среду $\frac{\kappa_j}{k} \ll 1$

и $\alpha\ell < 1$ положение плоскостей $z_{4opt\perp}$ и $z_{4opt\parallel}$ совпадает и определяется выражением вида

$$z_{4opt\perp} = z_{4opt\parallel} = z_3 + \frac{\ell}{n}. \quad (22)$$

С увеличением угла между волнами накачки наблюдается резкое уменьшение ширины модуля ФРТ в плоскости волн накачки и незначительное изменение ширины модуля ФРТ в плоскости, перпендикулярной плоскости волн накачки (рис.5, кривые 1,2). При этом увеличивается и расстояние между плоскостями оптимальной фокусировки $z_{4opt\parallel}$ и $z_{4opt\perp}$ (рис. 5, кривая 3). С физической точки зрения сужение модуля ФРТ в плоскости волн накачки аналогично уменьшению ширины пятна при дифракции Фраунгофера на двух отверстиях с ростом расстояния между отверстиями.

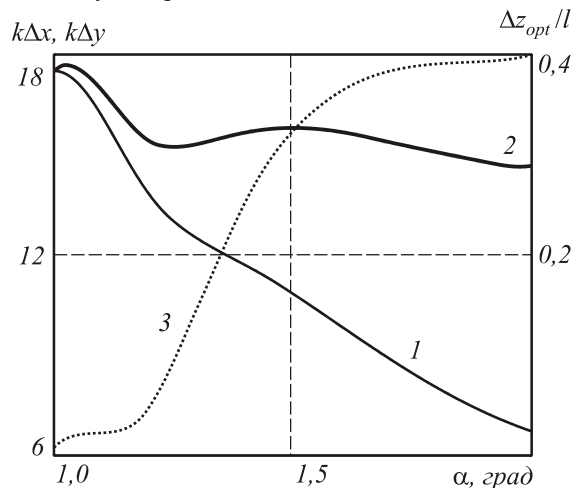


Рис. 5. Зависимость ширины модуля ФРТ в плоскости волн накачки (1), в плоскости, перпендикулярной плоскости волн накачки, (2) и расстояния между плоскостями оптимальной фокусировки $\Delta Z_{opt} = \Delta z_{opt\perp} - \Delta z_{opt\parallel}$ (3) от угла между волнами накачки при $\alpha\ell = 1,44$

На рис. 6 приведены зависимости ширины модуля ФРТ в плоскостях оптимальной фокусировки $z_{4opt\parallel}$ и $z_{4opt\perp}$ (кривые 1, 2) и относительного положения этих плоскостей $\Delta z_{\parallel} = (z_{4opt\parallel} - z_3)/\ell$ и $\Delta z_{\perp} = (z_{4opt\perp} - z_3)/\ell$ (кривые 3,4) от толщины нелинейного слоя. При $\alpha\ell > 1$ увеличение толщины нелинейного слоя приводит к относительному сдвигу положения плоскостей оптимальной фокусировки к нелинейному слою. При этом ширина модуля ФРТ в плоскостях оптимальной фокусировки $z_{4opt\parallel}$ и $z_{4opt\perp}$ изменяется по закону

$$\Delta x = \beta_1 \sqrt{\ell}, \quad \Delta y = \beta_2 \sqrt{\ell}.$$

Здесь β_j - коэффициенты, $\beta_1 > \beta_2$. Величина коэффициента β_1 возрастает с увеличением угла между волнами накачки.

В заключение приведем оценки ширины ФРТ четырехволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности в схеме с попутными волнами накачки. В качестве нелинейной среды рассмотрим CCl_4 , в которой распространяется излучение CO_2 -лазера ($\alpha = 18 \text{ см}^{-1}$, $n = 1,46$) [6]. При толщине нелинейной среды $\ell = 500 \text{ мкм}$, и угле между волнами накачки $2,3^\circ$ ширина ФРТ в плоскости волн накачки $\Delta x = 12 \text{ мкм}$, в плоскости, перпендикулярной волнам накачки $\Delta y = 15,5 \text{ мкм}$. Приведённые значения получены в плоскости оптимальной фокусировки.

Для сравнения отметим, что в случае четырёхволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности в схеме со встречными волнами накачки, при условии $\Delta z = 0$ [4] ширина модуля ФРТ равна 10 мкм.

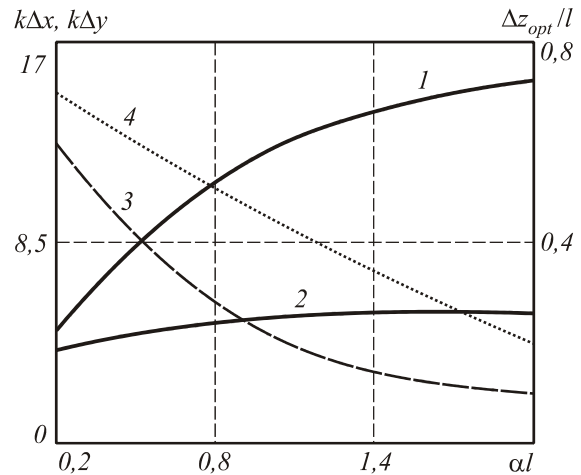


Рис. 6. Зависимость ширины модуля ФРТ в плоскостях оптимальной фокусировки $z_{4opt\parallel}$ (1) и $z_{4opt\perp}$ (2) и относительного положения этих плоскостей (3,4) от толщины нелинейного слоя при угле между волнами накачки 6°

Литература

1. Ильинский Ю.А., Янайт Ю.А. // Известия вузов. Радиофизика. 1970. Т.13. №1. С. 37-43.
2. Воронин Э.С., Ивахник В.В., Соломатин В.В., Петникова В.М., Шувалов В.В. // Квантовая электроника. 1979. Т.6. №9. С. 2009-2014.
3. Васильев Л.А., Галушкин М.Г., Серёгин А.М., Чебуркин Н.В. // Квантовая электроника. 1982. Т. 9. №8. С. 1571-1575.
4. Ивахник В.В., Никонов В.И. // Оптика и спектроскопия. 1997. Т.82. №1. С. 55-59.
5. Ананьев Ю. А., Соловьёв В. Д., // Оптика и спектроскопия. 1983. Т.54. №1. С. 136-142.
6. Бетин А.А., Жуков Е. А., Новиков В. П. // Оптика и спектроскопия. 1985. Т. 59. №6. С. 1363-1366.

Analysis of the spatial characteristics of a four-wave radiation converter on thermal nonlinearity in the arrangement with codirectional pumping waves

V.V. Ivakhnik¹, V.I. Nikonov¹, T.G. Kharskaya¹

¹Samara State University

Abstract:

A system of equations was developed to describe the four-wave interaction in the arrangement with codirectional pumping waves on thermal nonlinearity. On condition that the heat is removed from the front and back faces of nonlinear medium in the approximation of a given field by pump waves, there was a change in the spatial spectrum of the amplitude of the transformed wave on the back face of the nonlinear layer. The variation in the width of the modulus of the point spread function (PSF) with respect to the parameters of the pumping waves and the characteristics of the nonlinear medium was analyzed.

Keywords: four-wave interaction, thermal nonlinearity, spatial spectrum, point spread function.

Citation: Ivakhnik VV, Nikonov VI, Kharskaya TG. Analysis of the spatial characteristics of a four-wave radiation converter on thermal nonlinearity in the arrangement with codirectional pumping waves. *Computer Optics* 2006; 30: 4-8.

References:

- [1] Iljinskiy YuA, Yanait YuA. Image conversion when generating a total frequency [In Russian]. *Izvestia Vysshih Uchebnyh Zavedenii :Radiofizika* 1970; 13(1): 37-43.
- [2] Voronin ES, Ivakhnik VV, Petnikova VM, Solomatin VS, Shuvalov VV. Compensation of phase distortions in degenerate four-frequency interaction. *Sov J Quantum Electron* 1979; 9(9): 1180-1184. DOI: 10.1070/QE1979v009n09ABEH009483.
- [3] Vasil'ev LA, Galushkin MG, Seregin AM, Cheburkin NV. Wavefront reversal in four-wave interaction in a medium with a thermal nonlinearity. *Sov J Quantum Electron* 1982; 12(8): 1007-1009. DOI: 10.1070/QE1982v012n08ABEH005764.
- [4] Ivakhnik VV, Nikonov VI. The point spread function of four-wave phase-conjugating mirror on the basis of thermal nonlinearity. *Optics and Spectroscopy* 1997; 82(1): 47-51.
- [5] Ananjev YuA, Solovjev VD. Peculiarities of the passing and counter scheme of treatment with the operation of mirror reflection [In Russian]. *Optika i Spectroscopiya* 1983; 54(1): 136-142.
- [6] Betin AA, Zhukov EA, Novikov VP. Four-wave mixing of radiation of a CO laser in carbon tetrachloride. *Optics and Spectroscopy* 1985; 59(6): 816-818.