

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КВАЗИВЫРОЖДЕННОГО ЧЕТЫРЁХВОЛНОВОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПРОЗРАЧНОЙ СРЕДЕ С УЧЁТОМ ЭЛЕКТРОСТРИКЦИИ И ЭФФЕКТА ДЮФУРА

В.В. Ивахник, М.В. Савельев

Самарский государственный университет (СамГУ), Самара, Россия

Аннотация

Для квазивырожденного четырёхволнового преобразователя излучения в прозрачной двухкомпонентной среде с учётом электрострикции и эффекта Дюфура проведён анализ пространственно-временной структуры объектной волны. С течением времени ширина полосы наиболее эффективно преобразуемых пространственных частот увеличивается. Для установившегося пространственного спектра объектной волны показано смещение положения максимума спектра в область низких пространственных частот и уменьшение ширины полосы наиболее эффективно преобразуемых частот с ростом отклонения от единицы отношения волновых чисел волн накачки.

Ключевые слова: четырёхволновой преобразователь излучения, обращение волнового фронта, прозрачная двухкомпонентная среда.

Цитирование: Ивахник, В.В. Пространственно-временные характеристики квазивырожденного четырёхволнового преобразователя излучения в прозрачной среде с учётом электрострикции и эффекта Дюфура / В.В. Ивахник, М.В. Савельев // Компьютерная оптика. – 2015. – Т. 39, № 4. – С. 486-491. – DOI: 10.18287/0134-2452-2015-39-4-486-491.

Введение

Четырёхволновые преобразователи излучения находят применение в системах обработки оптических сигналов, в квантовой криптографии, для получения волны с обращённым волновым фронтом (ОВФ) с последующим использованием таких волн в системах адаптивной оптики [1–3]. Выбор нелинейной среды и параметров излучения оказывает существенное влияние на характеристики волны с ОВФ. Переход от вырожденных $\omega + \omega - \omega = \omega$ четырёхволновых преобразователей излучения к квазивырожденным $\omega_1 + \omega_2 - \omega_1 = \omega_2$ позволяет осуществлять перестройку по частоте волны с ОВФ, существенно повысить в ряде случаев эффективность таких преобразователей [4].

При создании адаптивных оптических систем могут использоваться многокомпонентные среды, позволяющие получить высокоэффективные четырёхволновые преобразователи для низкоинтенсивного лазерного излучения большой длительности в широком диапазоне длин волн [5–6]. Наличие в составе многокомпонентных сред наночастиц приводит к существенному влиянию на пространственную структуру волны с ОВФ таких физических процессов, как электрострикция и эффект Дюфура [7–10].

Цель настоящей работы – исследование пространственно-временной структуры волны с ОВФ при квазивырожденном четырёхволновом взаимодействии в прозрачной двухкомпонентной среде.

1. Модель квазивырожденного четырёхволнового преобразователя излучения

Рассмотрим плоский слой оптически прозрачной двухкомпонентной среды (например, жидкость и наночастицы, плотность которых равна плотности жидкости) толщиной ℓ , в котором навстречу друг другу распространяются две волны накачки с комплексными амплитудами A_1 и A_2 и частотами ω_1 и ω_2 и сигнальная волна с амплитудой A_3 и частотой ω_1 . В ре-

зультате интерференции первой волны накачки и сигнальной волны происходит изменение в пространстве интенсивности излучения. Электрострикционная сила, пропорциональная градиенту интенсивности, приводит к возникновению потока концентрации наночастиц, который из-за эффекта Дюфура изменяет температуру, а значит, и показатель преломления среды $\left(\delta n = \frac{dn}{dT} \delta T \right)$. В результате дифракции второй волны накачки на динамической температурной решётке генерируется объектная волна с комплексной амплитудой A_4 и частотой ω_2 , распространяющаяся навстречу сигнальной волне.

Исходные скалярные волновые уравнения, описывающие квазивырожденное четырёхволновое взаимодействие излучения в нелинейной среде, есть [3]

$$\left(\nabla^2 + k_1^2 + \frac{2k_1^2}{n_{10}} \frac{dn}{dT} \delta T \right) (A_{1,3} + A_{1,3}^*) = 0, \quad (1)$$

$$\left(\nabla^2 + k_2^2 + \frac{2k_2^2}{n_{20}} \frac{dn}{dT} \delta T \right) (A_{2,4} + A_{2,4}^*) = 0,$$

где δT – изменение температуры, $k_{1,2} = \omega_{1,2} n_{1,20} / c$, n_{10} и n_{20} – значения показателя преломления на частотах ω_1 и ω_2 .

Система уравнений (1) дополняется системой материальных уравнений для изменений концентрации и температуры [7, 8]

$$\frac{\partial \delta C}{\partial t} = D_{22} \nabla^2 \delta C + \gamma \nabla^2 I, \quad (2)$$

$$c_p v \frac{\partial \delta T}{\partial t} = D_{11} \nabla^2 \delta T + D_{12} \nabla^2 \delta C, \quad (3)$$

где I – интенсивность излучения, δC – изменение концентрации частиц, D_{11} , D_{22} , D_{12} и γ – коэффициенты теплопроводности, диффузии, Дюфура и электрострикции соответственно, c_p – удельная теплоёмкость вещества, v – плотность вещества.

2. Пространственный спектр объектной волны

В приближении заданного поля по волнам накачки ($|A_{1,2}| \gg |A_{3,4}|$) и малого коэффициента отражения ($|A_4| \ll |A_3|$) интенсивность излучения, распространяющегося в нелинейной среде, можно записать следующим образом

$$I = I_0 + A_1 A_3^* + A_1^* A_3, \tag{4}$$

где $I_0 = A_1 A_1^* + A_2 A_2^*$.

Пусть волны накачки плоские

$$A_{1,2}(\vec{r}, t) = \tilde{A}_{1,2}(z, t) \exp(-i\vec{k}_{1,2}\vec{r}), \tag{5}$$

где $\vec{k}_{1,2}$ – волновые векторы волн накачки, $\vec{r}(\vec{\rho}, z)$ – радиус-вектор, $\vec{\rho}(x, y)$ и z – поперечная и продольная составляющие радиус-вектора.

Сигнальную и объектную волны разложим по плоским волнам

$$A_j(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}_j(\vec{k}_j, z, t) \exp(-i\vec{k}_j\vec{\rho} - ik_{jz}z) d\vec{k}_j. \tag{6}$$

где \tilde{A}_j – пространственный спектр j -й волны, \vec{k}_j и k_{jz} – поперечная и продольная составляющие волнового вектора \vec{k}_j , $j=3,4$.

Изменения температуры и концентрации можно представить в виде суммы быстро (δT_{31} , δC_{31}) и медленно (δT_0 , δC_0) меняющихся в зависимости от координат составляющих

$$\begin{aligned} \delta T(\vec{r}, t) &= \delta T_0(z, t) + \delta T_{31}(\vec{r}, t), \\ \delta C(\vec{r}, t) &= \delta C_0(z, t) + \delta C_{31}(\vec{r}, t). \end{aligned} \tag{7}$$

Быстро меняющиеся составляющие температуры и концентрации разложим по гармоническим решёткам

$$\begin{aligned} \delta T_{31}(\vec{r}, t) &= \int_{-\infty}^{\infty} \delta \tilde{T}_{31}(\vec{k}_T, z, t) \exp(-i\vec{k}_T\vec{\rho}) d\vec{k}_T, \\ \delta C_{31}(\vec{r}, t) &= \int_{-\infty}^{\infty} \delta \tilde{C}_{31}(\vec{k}_C, z, t) \exp(-i\vec{k}_C\vec{\rho}) d\vec{k}_C, \end{aligned} \tag{8}$$

где $\delta \tilde{T}_{31}$ и $\delta \tilde{C}_{31}$ – пространственные спектры температурной и концентрационной решёток, \vec{k}_T и \vec{k}_C – волновые векторы соответствующих решёток.

$$\begin{aligned} \delta \tilde{T}_{31}(\vec{k}_T, z, t) &= \frac{2i\gamma D_{12} \left[(k_{1z} - k_{3z})^2 + \kappa_C^2 \right]}{c_p \nu \pi (k_{1z} - k_{3z}) \ell} \sum_{s=1}^{\infty} \sin \frac{\pi s}{\ell} z \int_0^t \exp \left\{ -\frac{D_{11}}{c_p \nu} \left[\left(\frac{\pi s}{\ell} \right)^2 + \kappa_T^2 \right] (t - \tau) \right\} \left[\int_0^{\tau} \tilde{A}_{10}(\tau') \tilde{A}_{30}^*(\vec{k}_3, \tau') \times \right. \\ &\times \left. \left(\kappa_C^2 \left\{ \exp[-i(k_{1z} - k_{3z})\ell] - 1 \right\} \left[1 - (-1)^s \right] s^{-1} \exp[-D_{22} \kappa_C^2 (\tau - \tau')] - \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ 1 - (-1)^m \exp[-i(k_{1z} - k_{3z})\ell] \right\} \times \right. \right. \\ &\times \left. \left. \left[\left(\frac{\pi m}{\ell} \right)^2 + \kappa_C^2 \right] \left[1 - \left(\frac{\pi m}{(k_{1z} - k_{3z})\ell} \right)^2 \right]^{-1} \left[\frac{1 - (-1)^{s+m}}{s+m} + \frac{1 - (-1)^{s-m}}{s-m} \right] \exp \left\{ -D_{22} \left[\left(\frac{\pi m}{\ell} \right)^2 + \kappa_C^2 \right] (\tau - \tau') \right\} \right] d\tau' \right] d\tau, \end{aligned} \tag{11}$$

где $\tilde{A}_{10}(t) = \tilde{A}_1(z=0, t)$, $\tilde{A}_{30}(\vec{k}_3, t) = \tilde{A}_3(\vec{k}_3, z=0, t)$.

Для установившегося режима ($\partial \delta T / \partial t = 0$, $\partial \delta C / \partial t = 0$) пространственный спектр температурной решётки имеет вид [10]

Из (1) с учётом (7) при выполнении граничного условия $\tilde{A}_4(\vec{k}_4, z=\ell, t) = 0$ пространственный спектр объектной волны на передней грани нелинейного слоя и спектр температурной решётки связаны соотношением вида [7]

$$\begin{aligned} \tilde{A}_4(\vec{k}_4, z=0, t) &= -i \frac{k_2}{n_{20}} \frac{dn}{dT} \tilde{A}_{20}(t) \exp[-P(t)] \times \\ &\times \int_0^{\ell} \delta \tilde{T}_{31}(\vec{k}_T, z, t) \exp[-i(k_{2z} - k_{4z})z] dz, \end{aligned} \tag{9}$$

где $\tilde{A}_{20}(t) = \tilde{A}_2(z=\ell, t)$, $P(t) = i \frac{k_2}{n_{20}} \int_0^{\ell} \delta T_0(z, t) dz$.

Выражение (9) записано с учётом приближения медленно меняющихся амплитуд при квазиколлинеарном распространении взаимодействующих волн ($k_1/k_{1,3z} \approx 1$, $k_2/k_{2,4z} \approx -1$) и условию, что $\vec{k}_T = \vec{k}_C = \vec{k}_1 - \vec{k}_3 = \vec{k}_4 - \vec{k}_2$.

Для определения пространственного спектра температурной решётки воспользуемся материальными уравнениями (2)–(3). Вначале, используя уравнение (2), найдём изменение во времени пространственного спектра концентрационной решётки. Затем, подставив решение уравнения (2) в уравнение (3), найдём изменение во времени пространственного спектра температурной решётки.

При отсутствии потока частиц через грани нелинейного слоя и неизменности температуры на гранях, с учётом начальных условий $\delta \tilde{C}_{31}(\vec{k}_C, z, t=0) = 0$ и $\delta \tilde{T}_{31}(\vec{k}_T, z, t=0) = 0$, будем искать решение системы уравнений (2)–(3) в виде рядов Фурье

$$\begin{aligned} \delta \tilde{C}_{31}(\vec{k}_C, z, t) &= \frac{1}{2} C_0(\vec{k}_C, t) + \\ &+ \sum_{m=1}^{\infty} C_m(\vec{k}_C, t) \cos \frac{\pi m}{\ell} z, \\ \delta \tilde{T}_{31}(\vec{k}_T, z, t) &= \sum_{s=1}^{\infty} T_s(\vec{k}_T, t) \sin \frac{\pi s}{\ell} z, \end{aligned} \tag{10}$$

где C_0 , C_m , T_s – коэффициенты разложения рядов.

Подставив (10) в материальные уравнения (2)–(3), найдём изменение во времени пространственного спектра температурной решётки

$$\delta\tilde{T}'_{31}(\kappa_T, z) = \frac{\gamma D_{12}}{D_{11}D_{22}} \tilde{A}'_{10} \tilde{A}'_{30*}(\bar{\kappa}_3) \times \left(\frac{1}{sh\kappa_T \ell} \{ \exp[-i(k_{1z} - k_{3z})\ell] sh\kappa_T z - sh\kappa_T(z - \ell) \} - \exp[-i(k_{1z} - k_{3z})z] \right), \tag{12}$$

где $\delta\tilde{T}'_{31}(\kappa_T, z) = \delta\tilde{T}_{31}(\bar{\kappa}_T, z, t \rightarrow \infty)$, $\tilde{A}'_{10} = \tilde{A}_{10}(t \rightarrow \infty)$, $\tilde{A}'_{30}(\bar{\kappa}_3) = \tilde{A}_{30}(\bar{\kappa}_3, t \rightarrow \infty)$.

Подставив (11) в (9), получим выражение для временной зависимости пространственного спектра объектной волны

$$\tilde{A}_4(\bar{\kappa}_4, z=0, t) = -\frac{2\gamma D_{12} k_2 [(k_{1z} - k_{3z})^2 + \kappa_C^2]}{c_p v n_{20} (k_{1z} - k_{3z})(k_{2z} - k_{4z})^2 \ell^2} \frac{dn}{dT} \tilde{A}_{20}(t) \exp[-P(t)] \sum_{s=1}^{\infty} \{ 1 - (-1)^s \exp[-i(k_{2z} - k_{4z})\ell] \} \times \left[1 - \left(\frac{\pi s}{\ell(k_{2z} - k_{4z})} \right)^2 \right]^{-1} \int_0^t \exp \left\{ -\frac{D_{11}}{c_p v} \left[\left(\frac{\pi s}{\ell} \right)^2 + \kappa_T^2 \right] (t - \tau) \right\} \left[\int_0^\tau \tilde{A}_{10}(\tau') \tilde{A}'_{30*}(\bar{\kappa}_3, \tau') (\kappa_C^2 \{ \exp[-i(k_{1z} - k_{3z})\ell] - 1 \}) \times \right. \tag{13}$$

$$\times \left. \left[1 - (-1)^s \right] \exp[-D_{22} \kappa_C^2 (\tau - \tau')] - \sum_{m=1}^{\infty} \left[\left(\frac{\pi m}{\ell} \right)^2 + \kappa_C^2 \right] \left[\frac{1 - (-1)^{s+m}}{s+m} + \frac{1 - (-1)^{s-m}}{s-m} \right] \left\{ 1 - (-1)^m \exp[-i(k_{1z} - k_{3z})\ell] \right\} \times \right. \left. \times \left[1 - \left(\frac{\pi m}{(k_{1z} - k_{3z})\ell} \right)^2 \right]^{-1} \exp \left\{ -D_{22} \left[\left(\frac{\pi m}{\ell} \right)^2 + \kappa_C^2 \right] (\tau - \tau') \right\} \right] d\tau' \right] d\tau.$$

Установившийся пространственный спектр объектной волны в результате подстановки выражения для пространственного спектра температурной решётки (12) в выражение (9) примет вид

$$\tilde{A}'_4(\bar{\kappa}_4, z=0) = -i \frac{k_2 \gamma D_{12} \tilde{A}'_{10} \tilde{A}'_{20} P_0}{n_{20} D_{11} D_{22}} \frac{dn}{dT} \tilde{A}'_{30*}(\bar{\kappa}_3) \times \left[\frac{1}{2sh\kappa_T \ell} \{ \exp[-i(k_{1z} - k_{3z})\ell] - \exp(-\kappa_T \ell) \} \times \frac{\exp \{ [\kappa_T - i(k_{2z} - k_{4z})]\ell \} - 1}{\kappa_T - i(k_{2z} - k_{4z})} + \right. \tag{14}$$

$$\left. + \{ \exp[-i(k_{1z} - k_{3z})\ell] - \exp(\kappa_T \ell) \} \times \frac{\exp \{ -[\kappa_T + i(k_{2z} - k_{4z})]\ell \} - 1}{\kappa_T + i(k_{2z} - k_{4z})} \right] - \ell \exp \left(-i \frac{\Delta \ell}{2} \right) \sin c \left(\frac{\Delta \ell}{2} \right),$$

где $\tilde{A}'_4(\bar{\kappa}_4, z=0) = \tilde{A}_4(\bar{\kappa}_4, z=0, t \rightarrow \infty)$, $\tilde{A}'_{20} = \tilde{A}_{20}(t \rightarrow \infty)$, $P_0 = \exp[-P(t \rightarrow \infty)]$,

$\Delta = (\bar{k}_1 + \bar{k}_2 - \bar{k}_3 - \bar{k}_4)_z$ – проекция волновой расстройки на ось Z.

Выражения (13)–(14) устанавливают однозначную связь между пространственно-временными, пространственными спектрами сигнальной и объектной волн, при $k_1 = k_2$ совпадают с выражениями для пространственно-временного, пространственного спектра объектной волны при вырожденном четырёхволновом взаимодействии в прозрачной среде с учётом электрострикции и эффекта Дюфура [7, 10].

3. Обсуждение результатов

В качестве сигнальной волны рассмотрим волну от точечного источника, расположенного на передней грани нелинейного слоя ($\tilde{A}_{30}(\bar{\kappa}_3, t) = 1$). Будем считать, что волны накачки распространяются строго вдоль оси Z ($\bar{\kappa}_1 = \bar{\kappa}_2 = 0$) и их амплитуды не меняются во времени. В параксиальном приближении имеем

$$k_{3z} = k_1 - \frac{\kappa^2}{2k_1}, \quad k_{4z} = -k_2 + \frac{\kappa^2}{2k_2}, \tag{15}$$

где $\kappa = |\bar{\kappa}_4| = |\bar{\kappa}_3|$ – пространственная частота.

На рис. 1 представлены характерные графики нормированных модулей пространственного спектра объектной волны при установившемся режиме

$$A_4^n = |\tilde{A}_4| \left(\left| 2\gamma \frac{D_{12}}{D_{11}D_{22}} \frac{k_1 \ell}{n_{20}} \frac{dn}{dT} \tilde{A}'_{10} \tilde{A}'_{20} \right| \right)^{-1}$$

для различных отношений волновых чисел волн накачки, полученные с использованием выражения (14).

Если вырожденный четырёхволновой преобразователь излучения в прозрачной двухкомпонентной среде с учётом электрострикции и эффекта Дюфура осуществляет фильтрацию высоких пространственных частот сигнальной волны [7, 10], то квазивырожденный четырёхволновой преобразователь, наряду с фильтрацией высоких пространственных частот, осуществляет фильтрацию и низких пространственных частот. Это является следствием ненулевой проекции волновой расстройки, входящей в явном виде в последнее слагаемое выражения (14).

Для характеристики пространственного спектра волны с ОВФ введём ширину полосы наиболее эффективно преобразуемых пространственных частот ($\Delta\kappa$), которая определяется из условия

$$\Delta\kappa(t) = |\kappa_1 - \kappa_2|, \tag{16}$$

где $\kappa_{1,2}$ – пространственные частоты, значения которых находятся из решения уравнения

$$|\tilde{A}_4(\kappa = \kappa_{1,2}, z = 0, t)| = \frac{1}{2} A_{4\max}(t), \tag{17}$$

где $A_{4\max}(t) = |\tilde{A}_4(\kappa = \kappa_{\max}, z = 0, t)|$ – наибольшее значение модуля пространственного спектра, κ_{\max} – пространственная частота, на которой пространственный спектр достигает наибольшего значения.

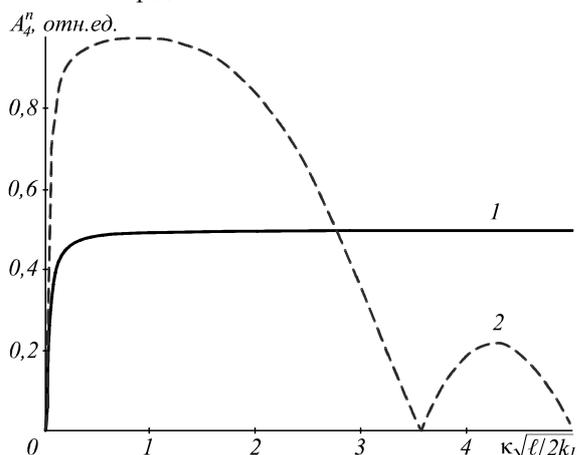


Рис. 1. Пространственные спектры объектной волны при $\sqrt{2k_1\ell} = 100$, $k_2/k_1 = 1$ (1), 2 (2)

С течением времени ширина полосы вырезаемых четырёхволновым преобразователем частот [7], как и для случая $k_2/k_1 = 1$, уменьшается, а ширина наиболее эффективно преобразуемых частот увеличивается (рис. 2).

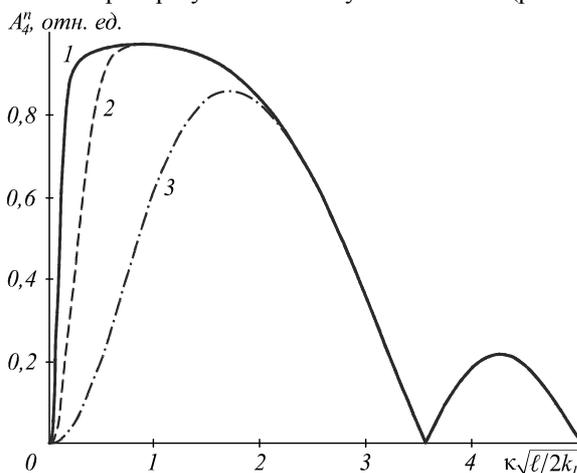


Рис. 2. Временная динамика пространственного спектра объектной волны при $\sqrt{2k_1\ell} = 100$, $c_p v D_{22}/D_{11} = 2 \cdot 10^{-5}$, $k_2/k_1 = 2$, $t D_{22}/\ell^2 = 10^{-2}$ (1), 10^{-3} (2), 10^{-4} (3)

С ростом пространственной частоты время выхода пространственного спектра на установившееся значение уменьшается [7]. Это объясняет совпадение видов спектров в различные моменты времени, начиная с некоторой частоты, величина которой со временем уменьшается, выходя на постоянное значение. Такую частоту можно определить по фиксированному отно-

сительному отклонению модуля пространственного спектра в произвольный момент времени от значения модуля спектра для установившегося режима.

На рис. 3 для установившегося пространственного спектра представлены зависимости положения максимума κ_{\max} (кривая 1) и ширины эффективно преобразуемых пространственных частот $\Delta\kappa$ (кривая 2) от отношения волновых чисел волн накачки. Изменение отношения волновых чисел волн накачки k_2/k_1 рассматривалось в пределах от 0,1 до 10. Видно, что с увеличением отклонения отношения k_2/k_1 от единицы величина $\Delta\kappa$ монотонно убывает. При $k_2/k_1 \rightarrow 1$ диапазон эффективно преобразуемых пространственных частот охватывает всю область параксиального приближения ($\Delta\kappa \approx 0,1k_1$). Характер изменения пространственной частоты, на которой функция \tilde{A}_4 достигает наибольшего значения, в зависимости от отношения волновых чисел волн накачки аналогичен изменению ширины эффективно преобразуемых пространственных частот.

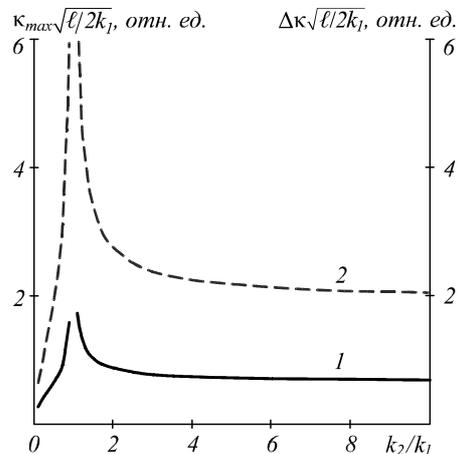


Рис. 3. Зависимость положения максимума пространственного спектра (1) и ширины полосы наиболее эффективно преобразуемых пространственных частот (2) от отношения волновых чисел волн накачки при $\sqrt{2k_1\ell} = 100$

Как следует из выражения (14), наибольшее значение модуля пространственного спектра объектной волны $A_{4\max}$ с увеличением волнового числа второй волны накачки линейно возрастает.

Вид зависимостей κ_{\max} и $\Delta\kappa$ от отношения волновых чисел волн накачки можно объяснить, если формально представить пространственный спектр объектной волны (14) в виде суммы двух находящихся в противофазе пространственных спектров

$$\tilde{A}'_4 = \tilde{A}'_{41} + \tilde{A}'_{42}, \tag{18}$$

где

$$\begin{aligned} \tilde{A}'_{42} &= i \frac{k_2 \ell \gamma D_{12} \tilde{A}'_{10} \tilde{A}'_{20} P_0}{n_{20} D_{11} D_{22}} \frac{dn}{dT} \times \\ &\times \tilde{A}'_{30}(\bar{\kappa}_3) \exp\left(-i \frac{\Delta\ell}{2}\right) \sin c\left(\frac{\Delta\ell}{2}\right), \\ \tilde{A}'_{41} &= \tilde{A}'_4 - \tilde{A}'_{42}. \end{aligned}$$

Пространственный спектр \tilde{A}_{42} определяется проекцией волновой расстройки на ось Z , совпадает с видом пространственного спектра квазивырожденного четырёхволнового преобразователя на керровской нелинейности [11]. При $k_2 > k_1$ вид пространственного спектра \tilde{A}_{41} определяется в основном пространственной частотой температурной (концентрационной) решётки и слабо зависит от волновых векторов волн накачки. Характер изменения пространственного спектра \tilde{A}_{41} при условии $k_2 < k_1$ становится близок к характеру изменения пространственного спектра \tilde{A}_{42} .

Уменьшение ширины Δk с ростом отклонения от единицы отношения волновых чисел волн накачки обусловлено сужением пространственного спектра слагаемого \tilde{A}_{42} в выражении (14), свидетельствует об ухудшении качества ОВФ. При $k_2/k_1 \rightarrow 0$ ширины как пространственного спектра \tilde{A}_{41} , так и пространственного спектра \tilde{A}_{42} стремятся к нулю, что определяет стремление к нулю пространственной частоты, на которой достигается наибольшее значение пространственного спектра объектной волны, и ширины наиболее эффективно преобразуемых пространственных частот. При стремлении $k_2/k_1 \rightarrow \infty$ ширина пространственного спектра \tilde{A}_{42} , определяемая по её первому нулю, стремится к значению $\sqrt{4\pi k_1/\ell}$, а ширина пространственного спектра \tilde{A}_{41} – к значению $\sqrt{2\pi k_1/\ell}$. Это обуславливает выход на постоянное значение величин как k_{\max} , так и Δk .

Ширина полосы вырезанных квазивырожденным четырёхволновым преобразователем пространственных частот в диапазоне отношения волновых чисел волн накачки от 0,1 до 10 при $\sqrt{2k_1\ell} = 100$ изменяется на 8%. Максимальное значение ширины полосы вырезанных пространственных частот соответствует вырожденному четырёхволновому преобразователю излучения.

Приведём оценки положения и ширины максимума пространственного спектра для различных толщин нелинейного слоя без учёта дисперсии. В качестве среды рассмотрим воду ($n_{10} \approx n_{20} \approx 1,333$), содержащую наночастицы, в которой записываются динамические решётки излучением на длине волны $\lambda_1 = 1064$ нм. В качестве излучения второй волны накачки используется излучение с длиной волны $\lambda_2 = 532$ нм. Тогда для толщин нелинейного слоя $\ell = 0,5, 1, 2$ мм значения пространственных частот, на которых пространственный спектр достигает наибольшего значения, и ширины наиболее эффективно преобразуемых пространственных частот будут составлять соответственно $k_{\max} = 1590, 1045, 688$ см⁻¹ и $\Delta k = 4868, 3447, 2440$ см⁻¹.

Использование выражения (14) для оценки влияния некогерентности взаимодействующих волн на пространственную селективность четырёхволнового преобразователя в прозрачной нелинейной среде показывает, что некогерентность лазерных источни-

ков, применяемых для записи динамических решёток ($\Delta\omega/\omega \leq 10^{-2}$, где $\Delta\omega$ – спектральная ширина лазерного излучения), не влияет на ширину наиболее эффективно преобразуемых пространственных частот.

Заключение

Получено аналитическое выражение, описывающее временную зависимость пространственного спектра квазивырожденного четырёхволнового преобразователя излучения в прозрачной двухкомпонентной среде. Показано, что квазивырожденный четырёхволновой преобразователь, наряду с фильтрацией высоких пространственных частот, осуществляет фильтрацию низких пространственных частот. Для установившегося пространственного спектра с увеличением отклонения от единицы отношения волновых чисел волн накачки ширина эффективно преобразуемых пространственных частот монотонно убывает.

Литература

1. Salem, R. Optical time lens based on four-wave mixing on a silicon chip / R. Salem, M.A. Foster, A.C. Turner, D.F. Geraghty, M. Lipson, A.L. Gaeta // Optics Letters. – 2008. – Vol. 33(10). – P. 1047-1049. – ISSN 0146-9592.
2. Ma, X. Generation of photons pairs in dispersion shift through spontaneous four wave mixing: Influence of self-phase modulation / X. Ma, L. Yang, X. Guo, X. Li // Optics Communications. – 2011. – Vol. 284(19). – P. 4558-4562. – ISSN 0030-4018.
3. Обращение волнового фронта при четырехволновом взаимодействии / В.В. Ивахник. – Самара: Самарский университет, 2010. – 246 с. – ISBN 978-5-86465-471-2.
4. Андреев, Н.Ф. Обращение волнового фронта слабых оптических сигналов с большим коэффициентом отражения / Н.Ф. Андреев, В.И. Беспалов, А.М. Киселев, А.З. Матвеев, Г.А. Пасманик, А.А. Шилов // Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1980. – Т. 32, Вып. 11. – С. 639-642. – ISSN 0370-274X.
5. Афанасьев, А.А. Четырёхволновое смешение в жидкой суспензии диэлектрических прозрачных микросфер / А.А. Афанасьев, А.Н. Рубинов, С.Ю. Михневич, И.Е. Ермолаев // Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2005. – Т. 128, Вып. 3. – С. 451-463. – ISSN 0044-4510.
6. Визнюк, С.А. Обращение волнового фронта при четырехволновом взаимодействии в расслаивающемся растворе / С.А. Визнюк, П.П. Пащинин, А.М. Прохоров, С.П. Растопов, А.Т. Суходольский // Письма в журнал экспериментальной и теоретической физики. – 1990. – Т. 51, Вып. 2. – С. 86-90. – ISSN 0370-274X.
7. Воробьёва, Е.В. Пространственно-временные характеристики четырёхволнового преобразователя излучения в прозрачной среде с учётом электрострикции и эффекта Дюфура / Е.В. Воробьёва, В.В. Ивахник, М.В. Савельев // Компьютерная оптика. – 2014. – Т. 38, № 2. – С. 223-228. – ISSN 0134-2452.
8. Ивахник, В.В. Пространственная селективность четырёхволнового преобразователя излучения с учётом термодиффузионного и электрострикционного механизмов нелинейности / В.В. Ивахник, М.В. Савельев // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. – 2013. – Т. 16, № 1. – С. 6-11. – ISSN 1810-3189.
9. Ливашвили, А.И. Динамика температуры прозрачной наножидкости, находящейся под воздействием периодического светового поля / А.И. Ливашвили, Г.В. Костина, М.И. Якунина // Оптический журнал. – 2013. – Т. 80, № 2. – С. 71-74. – ISSN 0030-4042.

10. **Ивахник, В.В.** Влияние коэффициента отражения на пространственную селективность четырёхволнового преобразователя излучения в прозрачной среде с учётом электрострикции и эффекта Дюфура / В.В. Ивахник, М.В. Савельев // Компьютерная оптика. – 2015. – Т. 39, № 2. – С. 197-203. – ISSN 0134-2452.
11. **Ивахник, В.В.** Фильтрация оптического излучения при невырожденном четырехфотонном взаимодействии // Известия высших учебных заведений. Физика. – 1982. – № 9. – С. 97-99. – ISSN 0021-3411.
- [5] Afanas'ev AA, Rubinov AN, Mikhnevich SYu, Ermolaev IE. Four-wave mixing in a liquid suspension of transparent dielectric microspheres. JETP 2005; 101(3): 389-400.
- [6] Viznyuk SA, Pashinin PP, Prokhorov AM, Rastopov SF, Sukhodol'skii AT. Phase conjugation by four-wave mixing in a stratifying solution. JETP Lett 1990; 51(2): 99-103.
- [7] Vorobyeva EV, Ivakhnik VV, Savelyev MV. Spatial and temporal characteristics of a four-wave radiation converter in a transparent medium based on electrostriction and Dufour effect [In Russian]. Computer Optics 2014; 38(2): 223-8.
- [8] Ivakhnik VV, Savel'ev MV. Spatial selectivity of a four-wave radiation converter based on thermodiffusion and electrostriction mechanisms of nonlinearity [In Russian]. Physics of Wave Processes and Radiotechnical systems 2013; 16(1): 6-11.
- [9] Livashvili AI, Kostina GV, Yakunina MI. Temperature dynamics of a transparent nanoliquid acted on by a periodic light field. J Opt Tech 2013; 80(2): 124-6. DOI: 10.1364/JOT.80.000124.
- [10] Ivakhnik VV, Savelyev MV. The influence of the reflection coefficient on the spatial selectivity of a four-wave radiation converter in a transparent medium based on electrostriction and Dufour effect [In Russian]. Computer Optics 2015; 39(2): 197-203.
- [11] Ivakhnik VV. Optical radiation filtration with nondegenerate four-photon interaction. Russ Phys J 1983; 25(8): 765-7. DOI: 10.1007/BF00895259.

SPATIAL AND TEMPORAL CHARACTERISTICS OF A NONDEGENERATE FOUR-WAVE RADIATION CONVERTER IN A TRANSPARENT MEDIUM BASED ON ELECTROSTRICTION AND DUFOUR EFFECT

V.V. Ivakhnik, M.V. Savelyev
Samara State University, Samara, Russia

Abstract

The spatial and temporal structure of an object wave has been analyzed for a four-wave radiation converter in a transparent two-component medium with regard for the electrostriction and Dufour effect. The bandwidth of high-efficiency conversion has been shown to increase over time. We have shown that for a steady-state spatial spectrum of object waves, the spectrum maximum shifts toward lower spatial frequencies, whereas the bandwidth of high-efficiency conversion is decreasing as the ratio of wavenumbers of pumping waves gets increasingly deviated from unity.

Keywords: four-wave radiation converter, wavefront reversal, transparent two-component medium.

Citation: Ivakhnik VV, Savelyev MV. Spatial and temporal characteristics of a nondegenerate four-wave radiation converter in a transparent medium based on electrostriction and Dufour effect. Computer Optics 2015; 39(4): 486-91. DOI: 10.18287/0134-2452-2015-39-4-486-491.

Сведения об авторах

Ивахник Валерий Владимирович, 1951 года рождения. Доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой оптики и спектроскопии, декан физического факультета Самарского государственного университета. Область научных интересов: нелинейная оптика, динамическая голография.

E-mail: ivakhnik@samsu.ru.

Valery Vladimirovich Ivakhnik (b. 1951). Doctor in Physics & Maths, professor, Head of Optics and Spectroscopy department, Dean of Physics faculty of Samara State University. Research interests are nonlinear optics and dynamic holography.

Савельев Максим Валерьевич, 1990 года рождения. Аспирант кафедры оптики и спектроскопии Самарского государственного университета. Область научных интересов: нелинейная оптика, динамическая голография.

E-mail: belchonokenot@mail.ru.

Maxim Valeryevich Savelyev (b. 1990). Postgraduate student of Optics and Spectroscopy department of Samara State University. Research interests are nonlinear optics and dynamic holography.

*Поступила в редакцию 16 сентября 2015 г.
Окончательный вариант – 24 сентября 2015 г.*