

## НЕСТАЦИОНАРНОЕ ЧЕТЫРЁХВОЛНОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ПРОЗРАЧНОЙ ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ СРЕДЕ

В.В. Ивахник<sup>1</sup>, М.В. Савельев<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева, Самара, Россия

### Аннотация

Проведён анализ динамики пространственной структуры волны с обращённым волновым фронтом при четырёхволновом взаимодействии в прозрачной двухкомпонентной среде в схемах со встречными и попутными волнами накачки. Показано наличие в пространственном спектре объектной волны провала, положение которого определяется направлением распространения второй волны накачки. Угловой поворот и частотный сдвиг волн накачки приводят к уменьшению эффективности преобразования высоких пространственных частот. Ширина полосы пространственных частот, вырезанных четырёхволновым преобразователем излучения, с течением времени монотонно уменьшается, а ширина полосы наиболее эффективно преобразуемых пространственных частот увеличивается.

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

**Цитирование:** Ивахник, В.В. Нестационарное четырёхволновое взаимодействие в прозрачной двухкомпонентной среде / В.В. Ивахник, М.В. Савельев // Компьютерная оптика. – 2018. – Т. 42, № 2. – С. 227-235. – DOI: 10.18287/2412-6179-2018-42-2-227-235.

### Введение

Четырёхволновое взаимодействие может быть реализовано в средах с различными механизмами нелинейности, ответственными за изменение в среде под действием излучения комплексной диэлектрической проницаемости. В последние годы активно ведутся работы по исследованию четырёхволновых взаимодействий в многокомпонентных средах, в которых реализуются такие физические явления (и связанные с ними механизмы нелинейности), как термодиффузия, электрострикция, эффект Дюфура, обусловленные наличием растворённых частиц микро- и наноразмеров [1–6]. Такие среды (суспензии, коллоидные растворы) благодаря высоким значениям их нелинейных показателей преломления могут использоваться в качестве нелинейных сред для низкоинтенсивного лазерного излучения в широком диапазоне длин волн [7, 8].

При исследовании четырёхволновых взаимодействий в многокомпонентных средах основное внимание, как правило, уделяется изучению энергетических характеристик (коэффициента отражения, дифракционной эффективности), разрабатываются методики определения кинетических коэффициентов нелинейной среды (коэффициентов диффузии, термодиффузии, Дюфура) [9–11], размеров микрочастиц [12, 13]. При этом вопросам, связанным с изучением пространственной селективности четырёхволновых преобразователей излучения в таких средах, уделяется меньшее внимание. При практическом же использовании преобразователей излучения в системах нелинейной адаптивной оптики, системах обработки и преобразования изображений, в которых взаимодействуют сложные пространственно модулированные волны, необходимо знать, насколько точно пространственный спектр волны с обращённым волновым фронтом (объектной волны) соответствует комплексно сопряжённому пространственному спектру сигнальной волны [14]. Точ-

ность обращения волнового фронта определяет разрешающую способность таких систем.

К настоящему времени существует ряд работ, в которых для конкретных схем четырёхволновых взаимодействий в прозрачной двухкомпонентной среде исследованы пространственные, пространственно-временные характеристики четырёхволновых преобразователей излучения, осуществляющих обращение волнового фронта сигнальной волны [15–18]. Представляет интерес построение единой нестационарной теории четырёхволнового взаимодействия в прозрачной двухкомпонентной среде, позволяющей проанализировать пространственно-временные характеристики четырёхволновых преобразователей излучения с учётом временной зависимости комплексных амплитуд взаимодействующих волн, геометрии взаимодействия, при наличии углового поворота и частотного сдвига волн накачки.

### 1. Запись динамических решёток

Рассмотрим плоский слой оптически прозрачной двухкомпонентной среды (например, жидкость (газ) и наночастицы) толщиной  $\ell$ , в котором распространяются волна накачки и сигнальная волна с амплитудами  $A_1$  и  $A_3$  и частотой  $\omega_1$ . Интерференция волн накачки и сигнальной волны приводит к изменению в пространстве интенсивности света. Вследствие явления электрострикции наличие градиента интенсивности приводит к возникновению потока концентрации наночастиц, который из-за эффекта Дюфура изменяет температуру. В результате, наводится решётка показателя преломления среды

$$\delta n = \left( \frac{\partial n}{\partial T} \right)_c \delta T + \left( \frac{\partial n}{\partial C} \right)_T \delta C,$$

где  $\delta T$  и  $\delta C$  – изменения температуры и концентрации частиц.

Исходное скалярное стационарное волновое уравнение, описывающее распространение волн, есть

$$\left( \nabla^2 + k_1^2 + \frac{2k_1^2}{n_0} \delta n \right) (A_1 + A_3 + A_1^* + A_3^*) = 0, \quad (1)$$

где  $k_1 = \omega_1 n_0 / c$ ,  $n_0$  – среднее значение показателя преломления среды.

Уравнение (1) дополняется системой материальных уравнений для изменений концентрации и температуры [15–17]

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

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

где  $I = AA^*$ ,  $D_{11}$ ,  $D_{22}$ ,  $D_{12}$  и  $\gamma$  – коэффициенты теплопроводности, диффузии, Дюфура и электрострикции соответственно,  $c_p$  – удельная теплоёмкость вещества,  $v$  – плотность вещества.

В приближении заданного поля по волне накачки ( $|A_1| \gg |A_3|$ ) интенсивность излучения, распространяющегося в нелинейной среде, можно записать следующим образом

$$I = I_0 + A_1 A_3^* + A_1^* A_3, \quad (4)$$

где  $I_0 = A_1 A_1^*$ .

Тогда изменения температуры и концентрации можно представить в виде суммы быстро ( $\delta T_{31}$ ,  $\delta C_{31}$ ) и медленно ( $\delta T_0$ ,  $\delta C_0$ ) меняющихся в зависимости от координат составляющих

$$\begin{aligned} \delta T(\vec{r}, t) &= \delta T_0(\vec{r}, t) + \delta T_{31}(\vec{r}, t) + \delta T_{31}^*(\vec{r}, t), \\ \delta C(\vec{r}, t) &= \delta C_0(\vec{r}, t) + \delta C_{31}(\vec{r}, t) + \delta C_{31}^*(\vec{r}, t). \end{aligned} \quad (5)$$

Пусть волна накачки плоская, сигнальную волну разложим по плоским волнам

$$A_1(\vec{r}, t) = \tilde{A}_1(z, t) \exp(-i\vec{k}_1 \vec{\rho} - ik_{1z} z), \quad (6)$$

$$A_3(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}_3(\vec{k}_3, z, t) \exp(-i\vec{k}_3 \vec{\rho} - ik_{3z} z) d\vec{k}_3, \quad (7)$$

где  $\tilde{A}_3$  – пространственный спектр сигнальной волны,  $\vec{k}_{1,3}$  и  $k_{1,3z}$  – поперечные и продольные составляющие волновых векторов первой волны накачки и сигнальной волны  $\vec{k}_{1,3}$ ,  $\vec{r}(\vec{\rho}, z)$  – радиус-вектор,  $\vec{\rho}(x, y)$  и  $z$  – поперечная и продольная составляющие радиус-вектора.

Быстро меняющиеся составляющие температуры и концентрации разложим по гармоническим решёткам

$$\delta T_{31}(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta \tilde{T}_{31}(\vec{k}_T, z, t) \exp(-i\vec{k}_T \vec{\rho}) d\vec{k}_T, \quad (8)$$

$$\delta C_{31}(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta \tilde{C}_{31}(\vec{k}_C, z, t) \exp(-i\vec{k}_C \vec{\rho}) d\vec{k}_C,$$

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

С учётом изложенного выше из уравнения Гельмгольца (1) и материальных уравнений (2), (3) при квазиколлинейной геометрии взаимодействия (волны распространяются под малыми углами к оси  $Z$ ) получим два схожих уравнения, описывающих изменение амплитуды волны накачки и пространственного спектра сигнальной волны

$$\frac{d\tilde{A}_{1,3}}{dz} + i \frac{k_1}{n_0} \left[ \left( \frac{\partial n}{\partial T} \right)_C \delta T_0 + \left( \frac{\partial n}{\partial C} \right)_T \delta C_0 \right] \tilde{A}_{1,3} = 0, \quad (9)$$

и два уравнения, описывающие изменения пространственных спектров концентрационной и температурной решёток

$$\begin{aligned} \frac{\partial \delta \tilde{C}_{31}(\vec{k}_C, z, t)}{\partial t} &= D_{22} \left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \kappa_C^2 \right) \delta \tilde{C}_{31}(\vec{k}_C, z, t) - \\ &- \gamma \left[ (k_{1z} - k_{3z})^2 + \kappa_C^2 \right] \tilde{A}_1(z, t) \tilde{A}_3^*(\vec{k}_3, z, t) \times \\ &\times \exp[-i(k_{1z} - k_{3z})z], \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} c_p v \frac{\partial \delta \tilde{T}_{31}(\vec{k}_T, z, t)}{\partial t} &= \\ &= D_{11} \left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \kappa_T^2 \right) \delta \tilde{T}_{31}(\vec{k}_T, z, t) + \\ &+ D_{12} \left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \kappa_C^2 \right) \delta \tilde{C}_{31}(\vec{k}_C, z, t). \end{aligned} \quad (11)$$

При выполнении граничных условий  $\tilde{A}_1(z=0, t) = \tilde{A}_{10}(t)$ ,  $\tilde{A}_3(\vec{k}_3, z=0, t) = \tilde{A}_{30}(\vec{k}_3, t)$  из (9) имеем

$$\begin{aligned} \tilde{A}_1(z, t) &= \tilde{A}_{10}(t) \exp[-P(z, t)], \\ \tilde{A}_3(\vec{k}_3, z, t) &= \tilde{A}_{30}(\vec{k}_3, t) \exp[-P(z, t)], \end{aligned} \quad (12)$$

где

$$P(z, t) = i \frac{k_1}{n_0} \int_0^z \left[ \left( \frac{\partial n}{\partial T} \right)_C \delta T_0(z_1, t) + \left( \frac{\partial n}{\partial C} \right)_T \delta C_0(z_1, t) \right] dz_1.$$

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 (10)–(11) в виде рядов Фурье

$$\begin{aligned} \delta \tilde{C}_{31}(\vec{k}_C, z, t) &= \frac{1}{2} C_0(\vec{k}_C, t) + \\ &+ \sum_{m=1}^{\infty} C_m(\vec{k}_C, t) \cos\left(\frac{\pi m z}{\ell}\right), \\ \delta \tilde{T}_{31}(\vec{k}_T, z, t) &= \sum_{s=1}^{\infty} T_s(\vec{k}_T, t) \sin\left(\frac{\pi s z}{\ell}\right), \end{aligned} \quad (13)$$

где  $C_0$ ,  $C_m$ ,  $T_s$  – коэффициенты разложения рядов.

Подставив (13) в уравнения (10)–(11), найдём вначале изменение во времени пространственного спектра концентрационной решётки

$$\begin{aligned} \delta\tilde{C}_{31}(\bar{\kappa}_C, z, t) = & -i \frac{\gamma \left[ \kappa_C^2 + (k_{1z} - k_{3z})^2 \right]}{(k_{1z} - k_{3z}) \ell} \times \\ & \times \int_0^t \tilde{A}_{10}(\tau) \tilde{A}_{30}^*(\bar{\kappa}_3, \tau) \left\{ \exp[-i(k_{1z} - k_{3z})\ell] - 1 \right\} \times \\ & \times \exp[-D_{22} \kappa_C^2 (t - \tau)] - 2 \sum_{m=1}^{\infty} \cos\left(\frac{\pi m z}{\ell}\right) \times \\ & \times \frac{1 - (-1)^m \exp[-i(k_{1z} - k_{3z})\ell]}{1 - \left(\frac{\pi m}{(k_{1z} - k_{3z}) \ell}\right)^2} \times \\ & \times \exp\left\{ -D_{22} \left[ \left(\frac{\pi m}{\ell}\right)^2 + \kappa_C^2 \right] (t - \tau) \right\} d\tau, \end{aligned} \quad (14)$$

а затем изменение во времени пространственного спектра температурной решётки

$$\begin{aligned} \delta\tilde{T}_{31}(\bar{\kappa}_T, z, t) = & 2i \frac{\gamma D_{12} \left[ (k_{1z} - k_{3z})^2 + \kappa_T^2 \right]}{\pi c_p v (k_{1z} - k_{3z}) \ell} \times \\ & \times \sum_{s=1}^{\infty} \sin\left(\frac{\pi s z}{\ell}\right) \int_0^t \exp\left\{ -\frac{D_{11}}{c_p v} \left[ \left(\frac{\pi s}{\ell}\right)^2 + \kappa_T^2 \right] (t - \tau) \right\} \times \\ & \times \left[ \int_0^{\tau} \tilde{A}_{10}(\tau') \tilde{A}_{30}^*(\bar{\kappa}_3, \tau') \times \right. \\ & \times \left. \left\{ \kappa_T^2 \left\{ \exp[-i(k_{1z} - k_{3z})\ell] - 1 \right\} \frac{1 - (-1)^s}{s} \times \right. \right. \\ & \times \exp[-D_{22} \kappa_T^2 (\tau - \tau')] - \\ & \left. \left. - \sum_{m=1}^{\infty} \left[ \left(\frac{\pi m}{\ell}\right)^2 + \kappa_T^2 \right] \left[ \frac{1 - (-1)^{s+m}}{s+m} + \frac{1 - (-1)^{s-m}}{s-m} \right] \times \right. \right. \\ & \times \left. \left. \frac{1 - (-1)^m \exp[-i(k_{1z} - k_{3z})\ell]}{1 - \left(\frac{\pi m}{(k_{1z} - k_{3z}) \ell}\right)^2} \times \right. \right. \\ & \left. \left. \times \exp\left\{ -D_{22} \left[ \left(\frac{\pi m}{\ell}\right)^2 + \kappa_T^2 \right] (\tau - \tau') \right\} \right\} d\tau' \right] d\tau. \end{aligned} \quad (15)$$

При выводе выражений (14) – (15) считали, что  $\bar{\kappa}_T = \bar{\kappa}_C = \bar{\kappa}_1 - \bar{\kappa}_3$ . Эти выражения устанавливают однозначную связь между пространственными спектрами концентрационной, температурной решёток и спектром сигнальной волны.

### 2. Считывание динамических решёток

Будем считать, что динамические решётки считываются второй плоской волной накачки на частоте  $\omega_2$  с комплексной амплитудой  $A_2$

$$A_2(\bar{r}, t) = \tilde{A}_2(z, t) \exp(-i\bar{k}_2 \bar{r}), \quad (16)$$

где  $\bar{k}_2(\bar{\kappa}_2, k_{2z})$  – волновой вектор второй волны накачки,  $|\bar{k}_2| = k_2 = \omega_2 n_0 / c$ ,  $\bar{\kappa}_2$  и  $k_{2z}$  – поперечная и продольная составляющие волнового вектора  $\bar{k}_2$ .

В результате дифракции второй волны накачки на решётке показателя преломления возникает объектная волна с обращённым волновым фронтом на частоте  $\omega_2$  с комплексной амплитудой  $A_4$ .

Как и сигнальную волну, разложим объектную волну по плоским волнам

$$\begin{aligned} A_4(\bar{r}, t) = & \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}_4(\bar{\kappa}_4, z, t) \exp(-i\bar{\kappa}_4 \bar{\rho} - ik_{4z} z) d\bar{\kappa}_4, \end{aligned} \quad (17)$$

где  $\tilde{A}_4$  – пространственный спектр объектной волны,  $\bar{\kappa}_4$  и  $k_{4z}$  – поперечная и продольная составляющие волнового вектора объектной волны  $\bar{k}_4$ .

Рассмотрим схему четырёхволнового взаимодействия со встречными волнами накачки. При выполнении граничного условия  $\tilde{A}_4(\bar{\kappa}_4, z = \ell, t) = 0$  пространственный спектр объектной волны на передней грани нелинейного слоя и спектры температурной и концентрационной решёток связаны соотношением вида [16]

$$\begin{aligned} \tilde{A}_4(\bar{\kappa}_4, z = 0, t) = & -i \frac{k_2}{n_0} \tilde{A}_{20}(t) \times \\ & \times \exp\left[ \frac{k_2^2}{k_{4z} k_1} P(\ell, t) \right] \times \\ & \times \int_0^{\ell} \left[ \left(\frac{\partial n}{\partial T}\right)_C \delta\tilde{T}_{31}(\bar{\kappa}_T, z, t) + \right. \\ & \left. + \left(\frac{\partial n}{\partial C}\right)_T \delta\tilde{C}_{31}(\bar{\kappa}_C, z, t) \right] \exp[-i(k_{2z} - k_{4z})z] dz, \end{aligned} \quad (18)$$

где  $\tilde{A}_{20}(t) = \tilde{A}_2(z = \ell, t)$ .

Подставив (14), (15) в (18), получим выражение для временной зависимости пространственного спектра объектной волны

$$\begin{aligned} \tilde{A}_4(\bar{\kappa}_4, z = 0, t) = & \tilde{A}_{20}(t) \exp\left[ \frac{k_2^2}{k_{4z} k_1} P(\ell, t) \right] \times \\ & \times \left[ \int_0^t \int_0^{\tau} \chi_T(\bar{\kappa}_4, t - \tau, \tau - \tau') \tilde{A}_{10}(\tau') \tilde{A}_{30}^*(\bar{\kappa}_3, \tau') d\tau' d\tau + \right. \\ & \left. + \int_0^t \chi_C(\bar{\kappa}_4, t - \tau) \tilde{A}_{10}(\tau) \tilde{A}_{30}^*(\bar{\kappa}_3, \tau) d\tau \right], \end{aligned} \quad (19)$$

где

$$\begin{aligned} \chi_T(\vec{\kappa}_4, t - \tau, \tau - \tau') = & -\frac{2\gamma D_{12} k_2 [(k_{1z} - k_{3z})^2 + \kappa_T^2]}{c_p \nu n_{20} (k_{1z} - k_{3z})(k_{2z} - k_{4z})^2 \ell^2} \left(\frac{\partial n}{\partial T}\right)_C \sum_{s=1}^{\infty} \{1 - (-1)^s \exp[-i(k_{2z} - k_{4z})\ell]\} \times \\ & \times \left[1 - \left(\frac{\pi s}{(k_{2z} - k_{4z})\ell}\right)^2\right]^{-1} \exp\left\{-\frac{D_{11}}{c_p \nu} \left[\left(\frac{\pi s}{\ell}\right)^2 + \kappa_T^2\right] (t - \tau)\right\} \left(\kappa_T^2 \{ \exp[-i(k_{1z} - k_{3z})\ell] - 1 \} [1 - (-1)^s] \times \right. \\ & \times \exp[-D_{22} \kappa_T^2 (\tau - \tau')] - s \sum_{m=1}^{\infty} \left[\left(\frac{\pi m}{\ell}\right)^2 + \kappa_T^2\right] \left[\frac{1 - (-1)^{s+m}}{s+m} + \frac{1 - (-1)^{s-m}}{s-m}\right] \{1 - (-1)^m \exp[-i(k_{1z} - k_{3z})\ell]\} \times \\ & \left. \times \left[1 - \left(\frac{\pi m}{(k_{1z} - k_{3z})\ell}\right)^2\right]^{-1} \exp\left\{-D_{22} \left[\left(\frac{\pi m}{\ell}\right)^2 + \kappa_T^2\right] (\tau - \tau')\right\}\right), \end{aligned} \tag{20}$$

$$\begin{aligned} \chi_C(\vec{\kappa}_4, t - \tau) = & -i \frac{\gamma k_2 [\kappa_C^2 + (k_{1z} - k_{3z})^2]}{n_0 (k_{1z} - k_{3z})(k_{2z} - k_{4z}) \ell} \left(\frac{\partial n}{\partial C}\right)_T \left\{ \exp[-i(k_{1z} - k_{3z})\ell] - 1 \right\} \left\{ 1 - \exp[-i(k_{2z} - k_{4z})\ell] \right\} \times \\ & \times \exp[-D_{22} \kappa_C^2 (t - \tau)] + 2 \sum_{m=1}^{\infty} \{1 - (-1)^m \exp[-i(k_{1z} - k_{3z})\ell]\} \{1 - (-1)^m \exp[-i(k_{2z} - k_{4z})\ell]\} \times \\ & \times \left[1 - \left(\frac{\pi m}{(k_{1z} - k_{3z})\ell}\right)^2\right]^{-1} \left[1 - \left(\frac{\pi m}{(k_{2z} - k_{4z})\ell}\right)^2\right]^{-2} \exp\left\{-D_{22} \left[\left(\frac{\pi m}{\ell}\right)^2 + \kappa_C^2\right] (t - \tau)\right\}. \end{aligned} \tag{21}$$

Как следует из выражений (20), (21), коэффициенты электрострикции, Дюфура не влияют на динамику пространственного спектра объектной волны. Временная зависимость пространственного спектра определяется коэффициентами теплопроводности и диффузии.

Выражения (18)–(21), записанные для четырёхволнового преобразователя излучения в схеме со встречными волнами накачки, могут быть обобщены на случай четырёхволнового преобразователя с попутными волнами накачки путём замены плоскости наблюдения пространственного спектра объектной волны с  $z=0$  на  $z=\ell$  с учётом граничного условия на вторую волну накачки  $\tilde{A}_{20}(t) = \tilde{A}_2(z=0, t)$ .

### 3. Обсуждение результатов

Исследование четырёхволнового взаимодействия в двухкомпонентной среде проводилось при условии  $\left(\frac{\partial n}{\partial T}\right)_C \delta T \gg \left(\frac{\partial n}{\partial C}\right)_T \delta C$ . Для типичных многокомпонентных сред, используемых в работах по четырёхволновому взаимодействию [7, 8], это условие выполняется, как правило, при концентрации частиц менее  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ . В качестве сигнальной волны рассмотрим волну от непрерывного точечного источника, расположенного на передней грани нелинейного

слоя ( $\tilde{A}_{30}(\vec{\kappa}_3, t) = 1$ ). Будем анализировать спектр объектной волны в параксиальном приближении  $\left(k_{1z} - k_{3z} = \frac{\kappa_3^2 - \kappa_1^2}{2k_1}\right)$  при неизменности во времени амплитуд волн накачки ( $\tilde{A}_{1,20}(t) = \tilde{A}_{1,20}$ ).

Геометрия распространения (встречная или попутная), угловой поворот, частотный сдвиг волн накачки меняют в выражениях (20), (21) разность проекций на ось  $Z$  волновых векторов второй волны накачки и объектной волны.

Так, в схеме со встречными волнами накачки

$$k_{2z} - k_{4z} = \frac{\kappa_2^2 - \kappa_4^2}{2k_2}, \tag{22}$$

а в схеме с попутными волнами накачки

$$k_{2z} - k_{4z} = \frac{\kappa_4^2 - \kappa_2^2}{2k_2}. \tag{23}$$

После интегрирования по временным переменным правой части выражения (19) с учётом (20) при распространении первой волны накачки строго вдоль оси  $Z$  ( $\vec{\kappa}_1 = 0$ ) получим

$$\begin{aligned}
 \tilde{A}_4(\bar{\kappa}_4, z=0, t) = & -\frac{2\gamma D_{12} k_2 \left[ (k_{1z} - k_{3z})^2 + (\bar{\kappa}_4 - \bar{\kappa}_2)^2 \right]}{c_p \nu D_{22} n_{20} (k_{1z} - k_{3z})(k_{2z} - k_{4z})^2 \ell^2} \left( \frac{\partial n}{\partial T} \right)_C \tilde{A}_{10} \tilde{A}_{20} \exp \left[ \frac{k_2^2}{k_{4z} k_1} P(\ell, t) \right] \times \\
 & \times \sum_{s=1}^{\infty} \left\{ 1 - (-1)^s \exp[-i(k_{2z} - k_{4z})\ell] \right\} \left[ 1 - \left( \frac{\pi s}{\ell(k_{2z} - k_{4z})} \right)^2 \right]^{-1} \left\{ \exp[-i(k_{1z} - k_{3z})\ell] - 1 \right\} \left[ 1 - (-1)^s \right] \times \\
 & \times \left( \frac{1 - \exp \left\{ -\frac{D_{11}}{c_p \nu} \left[ \left( \frac{\pi s}{\ell} \right)^2 + (\bar{\kappa}_4 - \bar{\kappa}_2)^2 \right] t \right\}}{\frac{D_{11}}{c_p \nu} \left[ \left( \frac{\pi s}{\ell} \right)^2 + (\bar{\kappa}_4 - \bar{\kappa}_2)^2 \right]} - \frac{\exp[-D_{22}(\bar{\kappa}_4 - \bar{\kappa}_2)^2 t] - \exp \left\{ -\frac{D_{11}}{c_p \nu} \left[ \left( \frac{\pi s}{\ell} \right)^2 + (\bar{\kappa}_4 - \bar{\kappa}_2)^2 \right] t \right\}}{\frac{D_{11}}{c_p \nu} \left[ \left( \frac{\pi s}{\ell} \right)^2 + (\bar{\kappa}_4 - \bar{\kappa}_2)^2 \right] - D_{22}(\bar{\kappa}_4 - \bar{\kappa}_2)^2} \right) - \\
 & - s \sum_{m=1}^{\infty} \left[ \frac{1 - (-1)^{s+m}}{s+m} + \frac{1 - (-1)^{s-m}}{s-m} \right] \frac{1 - (-1)^m \exp[-i(k_{1z} - k_{3z})\ell]}{1 - \left( \frac{\pi m}{\ell(k_{1z} - k_{3z})} \right)^2} \left( \frac{1 - \exp \left\{ -\frac{D_{11}}{c_p \nu} \left[ \left( \frac{\pi s}{\ell} \right)^2 + (\bar{\kappa}_4 - \bar{\kappa}_2)^2 \right] t \right\}}{\frac{D_{11}}{c_p \nu} \left[ \left( \frac{\pi s}{\ell} \right)^2 + (\bar{\kappa}_4 - \bar{\kappa}_2)^2 \right]} \right) - \\
 & \left. \frac{\exp \left[ -D_{22} \left[ \left( \frac{\pi m}{\ell} \right)^2 + (\bar{\kappa}_4 - \bar{\kappa}_2)^2 \right] t \right] - \exp \left\{ -\frac{D_{11}}{c_p \nu} \left[ \left( \frac{\pi s}{\ell} \right)^2 + (\bar{\kappa}_4 - \bar{\kappa}_2)^2 \right] t \right\}}{\left\{ \frac{D_{11}}{c_p \nu} \left[ \left( \frac{\pi s}{\ell} \right)^2 + (\bar{\kappa}_4 - \bar{\kappa}_2)^2 \right] - D_{22} \left[ \left( \frac{\pi m}{\ell} \right)^2 + (\bar{\kappa}_4 - \bar{\kappa}_2)^2 \right] \right\}} \right) \right] \quad (24)
 \end{aligned}$$

Выражение (24) записано при условии  $\bar{\kappa}_1 + \bar{\kappa}_2 - \bar{\kappa}_3 - \bar{\kappa}_4 = 0$ .

Для стационарного режима ( $t \rightarrow \infty$ ) пространственный спектр объектной волны есть

$$\begin{aligned}
 \tilde{A}_4(\bar{\kappa}_4, z = \ell) = & i \frac{k_2 \gamma D_{12}}{n_0 D_{11} D_{22}} \left( \frac{\partial n}{\partial T} \right)_C \tilde{A}_{10} \tilde{A}_{20} \times \\
 & \times \exp \left[ \frac{k_2^2}{k_{4z} k_1} P(\ell) \right] \left[ \frac{1}{2 \operatorname{sh} |\bar{\kappa}_4 - \bar{\kappa}_2| \ell} \times \right. \\
 & \times \left\{ \exp[-i(k_{1z} - k_{3z})\ell] - \exp(-|\bar{\kappa}_4 - \bar{\kappa}_2| \ell) \right\} \times \\
 & \times \frac{\exp \left\{ [|\bar{\kappa}_4 - \bar{\kappa}_2| - i(k_{2z} - k_{4z})] \ell \right\} - 1}{|\bar{\kappa}_4 - \bar{\kappa}_2| - i(k_{2z} - k_{4z})} + \\
 & + \left\{ \exp[-i(k_{1z} - k_{3z})\ell] - \exp(|\bar{\kappa}_4 - \bar{\kappa}_2| \ell) \right\} \times \\
 & \times \frac{\exp \left\{ -[|\bar{\kappa}_4 - \bar{\kappa}_2| + i(k_{2z} - k_{4z})] \ell \right\} - 1}{|\bar{\kappa}_4 - \bar{\kappa}_2| + i(k_{2z} - k_{4z})} \right) - \\
 & - i \Delta^{-1} \left\{ \exp(-i \Delta \ell) - 1 \right\}, \quad (25)
 \end{aligned}$$

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

Выражение (25) обобщает представленное в работе [18] выражение для пространственного спектра объектной волны на случай квазивыврожденного четырёхволнового взаимодействия в прозрачной двухкомпонентной среде с учётом поворота второй волны накачки.

Зависимость проекции волновой расстройки от поперечных составляющих волновых векторов взаимодействующих волн определяет общий вид пространственного спектра объектной волны, а явление электрострикции и эффект Дюфура – возникновение в амплитуде пространственного спектра провала, положение которого соответствует направлению распространения второй волны накачки [17].

Из материальных уравнений (2)–(3) следует, что при условии неизменности температуры на гранях нелинейного слоя с уменьшением пространственной частоты решётки ( $\kappa_T$ ), амплитуда записываемой температурной решётки также уменьшается  $\nabla^2 \delta T_{31} \sim \gamma \nabla^2 A_1 A_3^* \sim \kappa_T^2$  и при  $\kappa_T = 0$  равна нулю. Направление распространения объектной волны определяется условием фазового синхронизма, требованием равенства нулю поперечной составляющей волновой расстройки:  $\bar{\kappa}_4 = \bar{\kappa}_2 + \bar{\kappa}_1 - \bar{\kappa}_3 = \bar{\kappa}_2 + \bar{\kappa}_T$ . Таким образом, по мере уменьшения пространственной частоты записываемой решётки, направление распространения объектной волны начинает полностью определяться направлением распространения второй волны накачки, а её амплитуда, пропорциональная амплитуде записываемой температурной решётки, стремится к нулю. Это и объясняет наличие провала в спектре объектной волны в направлении распространения второй волн накачки.

Введём безразмерный параметр, характеризующий нелинейную многокомпонентную среду  $b = c_p \nu D_{22} D_{11}^{-1}$ . В случае среды, состоящей из воды, в

которой находятся наночастицы размером  $10^{-8}$  м, параметр  $b \approx 2 \cdot 10^{-5}$  [15].

Будем считать, что волновые вектора волн накачки расположены в плоскости  $XZ$ , которую назовём плоскостью волн накачки. На рис. 1 в этой плоскости представлены характерные графики нормированных амплитуд пространственных спектров объектной волны ( $\tilde{A}_{4n}$ ) в различные моменты времени при попутной (рис. 1а) и встречной геометрии распространения волн накачки (рис. 1а, б, в), при наличии углового поворота (рис. 1б) и частотного сдвига волн накачки (рис. 1в). Нормировка амплитуд пространственных спектров осуществлялась на значение ам-

плитуды спектра на пространственной частоте  $\kappa_4 \approx 0,1\kappa_1$  при вырожденном четырёхволновом взаимодействии в схеме со встречными волнами накачки.

При равенстве волновой расстройки нулю ( $\Delta \equiv 0$ ), именно такая ситуация реализуется, например, при вырожденном четырёхволновом взаимодействии ( $\omega_1 = \omega_2$ ) в схеме с плоскими волнами накачки, распространяющимися строго навстречу друг другу ( $\vec{\kappa}_1 + \vec{\kappa}_2 = 0$ ), четырёхволновой преобразователь излучения вырезает низкие пространственные частоты объектной волны. При этом высокие пространственные частоты преобразуются им с высокой эффективностью (рис. 1а).

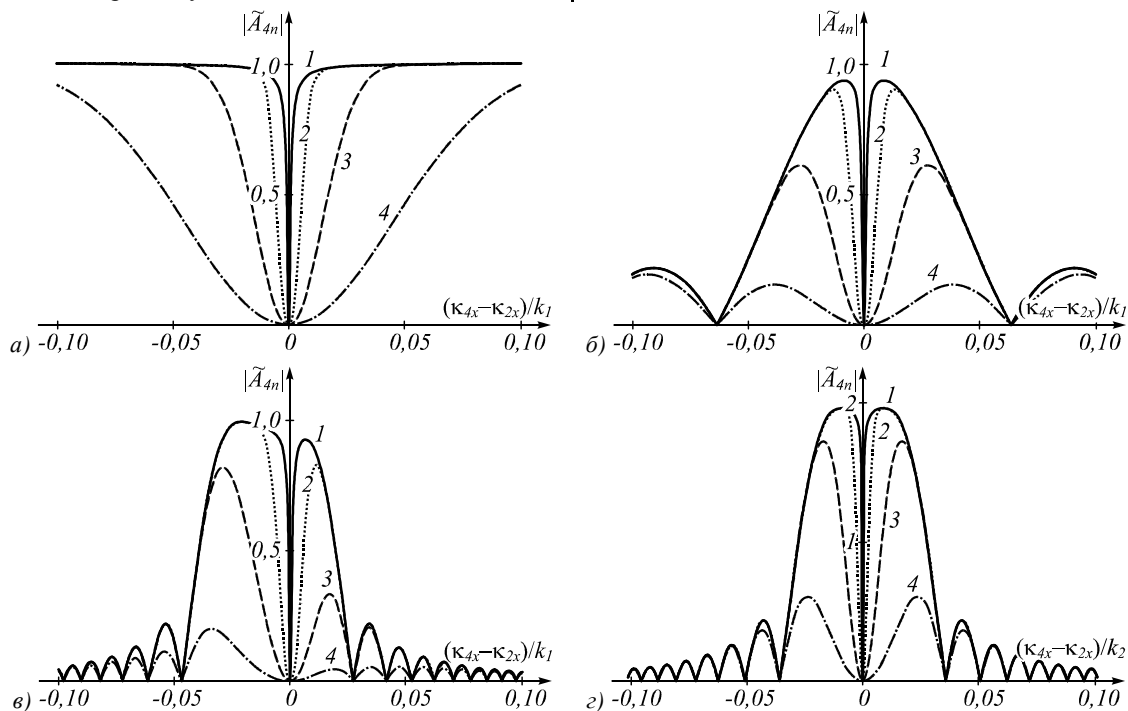


Рис. 1. Временная динамика пространственного спектра объектной волны в плоскости волн накачки при  $k_1 \ell = 5 \cdot 10^3$ ,  $b = 2 \cdot 10^{-5}$ ,  $k_2/k_1 = 1$  (а, б, в), 2 (г),  $\kappa_{2x}/k_1 = 0$  (а, в),  $2 \cdot 10^{-2}$  (б, в), и  $(D_{22}/\ell^2) = 10$  (1),  $10^{-3}$  (2),  $10^{-4}$  (3),  $10^{-5}$  (4)

Неравенство волновой расстройки нулю приводит не только к вырезанию в спектре объектной волны низких пространственных частот, но и к уменьшению эффективности преобразования высоких пространственных частот (рис. 1б–г).

С ростом пространственной частоты записываемой температурной решётки время выхода пространственного спектра на установившееся значение уменьшается [15], что является характерным для нелинейных сред с тепловой, диффузионной нелинейностями [14, 19]. Это объясняет совпадение на рис. 1 пространственных спектров в различные моменты времени, начиная с некоторой пространственной частоты, величина которой со временем уменьшается, выходя на постоянное значение. Такую частоту можно определить по фиксированному относительному отклонению амплитуды пространственного спектра в произвольный момент времени от значения амплитуды пространственного спектра для стационарного режима.

Для характеристики пространственной селективности четырёхволнового преобразователя в плоскости волн накачки введём ширину полосы вырезаемых пространственных частот ( $\Delta\kappa$ ) и ширину полосы наиболее эффективно преобразуемых частот ( $\Delta\kappa_e$ )

$$\Delta\kappa(t) = 2(\kappa_{41} - \kappa_{2x}), \tag{26}$$

$$\Delta\kappa_e(t) = |\kappa_{42} - \kappa_{41}|, \tag{27}$$

где  $\kappa_{41,2} = |\vec{\kappa}_{41,2}|$  – пространственные частоты, значения которых находятся из решения уравнения

$$|\tilde{A}_4(\kappa_{41,2}, z=0, t)| = \frac{1}{2} A_{4\max}(t), \tag{28}$$

где  $A_{4\max}(t) = |\tilde{A}_4(\kappa_4 = \kappa_{\max}, z=0, t)|$  – наибольшее значение амплитуды пространственного спектра,  $\kappa_4 = |\vec{\kappa}_4|$ ,  $\kappa_{\max}$  – пространственная частота, на которой пространственный спектр достигает наибольшего значения,  $\kappa_{2x} < \kappa_{41} < \kappa_{\max}$ ,  $\kappa_{42} > \kappa_{\max}$ .

Поворот волны накачки (рис. 1б, в) приводит к нарушению осевой симметрии в пространственном спектре объектной волны ( $\tilde{A}_4(\vec{k}_4, t) \neq \tilde{A}_4(-\vec{k}_4, t)$ ), наблюдаемой на рис. 1а, г.

С течением времени ширина полосы вырезаемых пространственных частот  $\Delta k$  монотонно уменьшается (рис. 2, кривая 1). Ширина полосы наиболее эффективно преобразуемых частот  $\Delta k_e$  в противоположность аналогичной зависимости для четырёхволнового преобразователя излучения в среде с тепловой нелинейностью [19] с течением времени увеличивается (рис. 2, кривая 2).

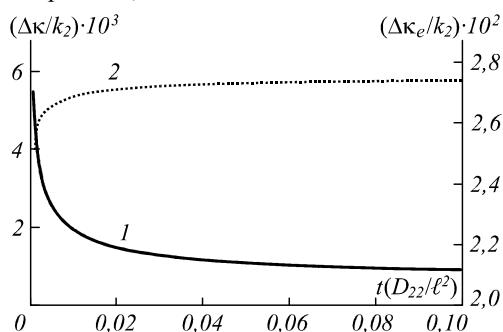


Рис. 2. Временная зависимость ширин полос вырезаемых (1) и наиболее эффективно преобразуемых (2) пространственных частот объектной волны при четырёхволновом взаимодействии в схеме со встречными волнами накачки при  $k_1\ell = 5 \cdot 10^3$ ,  $b = 2 \cdot 10^{-5}$ ,  $k_{2x}/k_2 = 0$ ,  $k_2/k_1 = 2$

Как  $\Delta k$ , так и  $\Delta k_e$  со временем выходят на стационарные значения  $\Delta k^\infty$  и  $\Delta k_e^\infty$  соответственно. Рост параметра  $b$  (коэффициент теплопроводности уменьшается) приводит к замедлению выхода ширин полос пространственных частот на стационарные значения. Значения  $\Delta k^\infty$  и  $\Delta k_e^\infty$  не зависят от «тепловых», электрострикционного параметров нелинейной среды, определяются только её толщиной, значением волновых чисел и угловым поворотом волн накачки.

### Заключение

Для четырёхволнового преобразователя излучения в прозрачной двухкомпонентной среде получено аналитическое выражение, устанавливающее однозначную связь между временной зависимостью пространственного спектра объектной волны и временными зависимостями амплитуд волн накачки, пространственным спектром сигнальной волны. Показано, что зависимость проекции волновой расстройки от поперечных составляющих волновых векторов взаимодействующих волн определяет общий вид пространственного спектра объектной волны, а явление электрострикции и эффект Дюфура – возникновение в амплитуде пространственного спектра провала, положение которого соответствует направлению распространения второй волны накачки. Временная зависимость пространственного спектра определяется коэффициентами теплопроводности и диффузии и не зависит от коэффициентов электрострикции и Дюфура. С течением времени, выходя на стационарные значения, ширина полосы

вырезаемых пространственных частот монотонно уменьшается, а ширина полосы наиболее эффективно преобразуемых частот увеличивается.

### Литература

1. **López-Mariscal, C.** Direct detection of optical phase conjugation in a colloidal medium / C. López-Mariscal, J.C. Gutiérrez-Vega, D. McGloin, K. Dholakia // Optics Express. – 2007. – Vol. 15, Issue 10. – P. 6330-6335. – DOI: 10.1364/OE.15.006330.
2. **Freysz, E.** Phase conjugation used as a test of the local and nonlocal characteristics of optical nonlinearities in microemulsions / E. Freysz, E. Laffon, A. Ducasse // Optics Letters. – 1991. – Vol. 16, Issue 21. – P. 1644-1646. – DOI: 10.1364/OL.16.001644.
3. **Neimontas, K.** Temperature-dependent nonequilibrium carrier dynamics in epitaxial and bulk 4H-SiC / K. Neimontas, T. Malinauskas, R. Aleksiejunas, R. Yakimova, K. Jarašiusas / Lithuanian Journal of Physics. – 2006. – Vol. 46, Issue 2. – P. 199-204.
4. **Lee, K.-H.** Degenerate four-wave mixing mediated by ponderomotive-force-driven plasma gratings / K.-H. Lee, C.-H. Pai, M.-W. Lin, L.-C. Ha, J.-Y. Lin, J. Wang, S.-Y. Chen // Physical Review E. – 2007. – Vol. 75, Issue 3. – 036403. – DOI: 10.1103/PhysRevE.75.036403.
5. **Masia, F.** Four-wave-mixing imaging and carrier dynamics of PbS colloidal quantum dots / F. Masia, I. Moreels, Z. Hens, W. Langbein, P. Borri // Physical Review B. – 2010. – Vol. 82, Issue 15. – 155302. – DOI: 10.1103/PhysRevB.82.155302.
6. **Li, J.-B.** Four-wave parametric amplification in semiconductor quantum dot-metallic nanoparticle hybrid / J.-B. Li, M.-D. He, L.-Q. Chen // Optics Express. – 2014. – Vol. 22, Issue 20. – P. 24734-24741. – DOI: 10.1364/OE.22.024734.
7. **Smith, P.W.** Four-wave mixing in an artificial Kerr medium / P.W. Smith, A. Ashkin, W.J. Tomlinson // Optics Letters. – 1981. – Vol. 6, Issue 6. – P. 284-286. – DOI: 10.1364/OL.6.000284.
8. **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(9). – С. 451-463.
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.
10. **Иванов, В.И.** Термодиффузионный механизм записи амплитудных динамических голограмм в двухкомпонентной среде / В.И. Иванов, К.Н. Окишев // Письма в журнал технической физики. – 2006. – Т. 32, Вып. 22. – С. 22-25.
11. **Иванов, В.И.** Нанодисперсные среды для динамической голографии / В.И. Иванов, Г.Д. Иванова, С.И. Кирюшина, А.В. Мяготин // Известия высших учебных заведений. Физика. – 2015. – Т. 58, № 11/3. – С. 153-156.
12. **Smith, P.W.** Use of a liquid suspensions of dielectric spheres as an artificial Kerr medium / P.W. Smith, P.J. Maloney, A. Ashkin // Optics Letters. – 1982. – Vol. 7, Issue 8. – P. 347-349. – DOI: 10.1364/OL.7.000347.
13. **Пат. 2422806 Российская Федерация G 01 N 15/04.** Способ измерения размеров частиц суспензий и лазерное устройство четырехволнового смешения для его реализации / Коваленко К.В., Кривохижа С.В., Ржепков

- ский Н.В., Чайков Л.Л.; заявитель и правообладатель Общество с ограниченной ответственностью "ЛМС-Фотоникс", Ржепковский Николай Владимирович; № 2009111509/28, заявл. 31.03.2009, опубл. 26.07.2011, Бюл. № 18. – 9 с.: ил.
14. **Ивахник, В.В.** Обращение волнового фронта при четырёхволновом взаимодействии / В.В. Ивахник. – Самара: Самарский университет, 2010. – 246 с. – ISBN 978-5-86465-471-2.
15. **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.
16. **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.
17. **Ивахник, В.В.** Пространственная селективность четырёхволнового преобразователя излучения в прозрачной двухкомпонентной среде в схеме с попутными волнами накачки / В.В. Ивахник, М.В. Савельев // Компьютерная оптика. – 2016. – Т. 40, № 3. – С. 322-330. – DOI: 10.18287/2412-6179-2016-40-3-322-330.
18. **Ivakhnik, V.V.** Degenerate four-wave mixing in transparent two-component medium considering spatial structure of the pump waves / V.V. Ivakhnik, M.V. Savelyev // Journal of Physics: Conference Series. – 2016. – Vol. 737, Issue 1. – 012007. – DOI: 10.1088/1742-6596/737/1/012007.
19. **Акимов, А.А.** Временной отклик четырёхволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности / А.А. Акимов, Е.В. Воробьёва, В.В. Ивахник // Компьютерная оптика. – 2011. – Т. 35, № 4. – С. 462-466.

#### Сведения об авторах

**Ивахник Валерий Владимирович**, 1951 года рождения, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой оптики и спектроскопии, декан физического факультета Самарского национального исследовательского университета имени академика С.П. Королева. Область научных интересов: нелинейная оптика, динамическая голография. E-mail: [ivakhnik@ssau.ru](mailto:ivakhnik@ssau.ru).

**Савельев Максим Валерьевич**, 1990 года рождения, в 2012 году окончил физический факультет Самарского государственного университета (СамГУ, ныне – Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева), кандидат физико-математических наук, ассистент кафедры оптики и спектроскопии Самарского университета. Область научных интересов: нелинейная оптика, динамическая голография. E-mail: [belchonokenot@mail.ru](mailto:belchonokenot@mail.ru).

ГРНТИ: 29.33.27

Поступила в редакцию 6 декабря 2017 г. Окончательный вариант – 30 января 2018 г.

## TRANSIENT FOUR-WAVE MIXING IN A TRANSPARENT TWO-COMPONENT MEDIUM

V.V. Ivakhnik<sup>1</sup>, M.V. Savelyev<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Samara National Research University, Samara, Russia

### Abstract

We analyze changes in the spatial structure of an object wave under four-wave mixing in a transparent two-component medium in schemes with opposing and concurrent pump waves. It is shown that in the spatial spectrum of the object wave there is a dip, whose position is determined by the propagation direction of the second pump wave. Angular rotation and frequency shift of the pump waves lead to a decrease in the conversion efficiency of high spatial frequencies. The bandwidth of the spatial frequencies cut out by the four-wave radiation converter decreases monotonically over time, whereas the bandwidth of the most efficiently converted spatial frequencies increases.

**Keywords:** four-wave radiation converter, phase conjugation, transparent two-component medium.

**Citation:** Ivakhnik VV, Savelyev MV. Transient four-wave mixing in a transparent two-component medium. Computer Optics 2018; 42(2): 227-235. DOI: 10.18287/2412-6179-2018-42-2-227-235.

### References

- [1] Lopez-Mariscal C, Gutierrez-Vega JC, McGloin D, Dholakia K. Direct detection of optical phase conjugation in a colloidal medium. Opt Express 2007; 15(10): 6330-6335. DOI: 10.1364/OE.15.006330.
- [2] Freysz E, Laffon E, Ducasse A. Phase conjugation used as a test of the local and nonlocal characteristics of optical nonlinearities in microemulsions. Opt Lett 1991; 16(21): 1644-1646. DOI: 10.1364/OL.16.001644.
- [3] Neimontas K, Malinauskas T, Aleksiejunas R, Yakimova R, Jarasiunas K. Temperature-dependent nonequilibrium carrier dynamics in epitaxial and bulk 4H-SiC. Lithuanian Journal of Physics 2006; 46(2): 199-204.
- [4] Lee K-H, Pai C-H, Lin M-W, Ha L-C, Lin J-Y, Wang J, Chen S-Y. Degenerate four-wave mixing mediated by ponderomotive-force-driven plasma gratings. Phys Rev E 2007; 75(3): 036403. DOI: 10.1103/PhysRevE.75.036403.
- [5] Masia F, Moreels I, Hens Z, Langbein W, Borri P. Four-wave-mixing imaging and carrier dynamics of PbS colloids.



- dal quantum dots. Phys Rev B 2010; 82(15): 155302. DOI: 10.1103/PhysRevB.82.155302.
- [6] Li J-B, He M-D, Chen L-Q. Four-wave parametric amplification in semiconductor quantum dot-metallic nanoparticle hybrid molecules. Opt Express 2014; 22(20): 24734-24741. DOI: 10.1364/OE.22.024734.
- [7] Smith PW, Ashkin A, Tomlinson WJ. Four-wave mixing in an artificial Kerr medium. Opt Lett 1981; 6(6): 284-286. DOI: 10.1364/OL.6.000284.
- [8] 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. DOI: 10.1134/1.2103207.
- [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): 124-126. DOI: 10.1364/JOT.80.000124.
- [10] Ivanov VI, Okishev KN. Thermodiffusion mechanism of dynamic amplitude hologram recording in a two-component medium. Tech Phys Lett 2006; 32(11): 967-968. DOI: 10.1134/S1063785006110186.
- [11] Ivanov VI, Ivanova GD, Kirjushina SI, Mjagotin AV. Microheterogeneous media for dynamic holography [In Russian]. Proceedings of higher educational institutions. Physics 2015; 58(11/3): 153-156.
- [12] Smith PW, Maloney PJ, Ashkin A. Use of a liquid suspension of dielectric spheres as an artificial Kerr medium. Opt Lett 1982; 7(8): 347-349. DOI: 10.1364/OL.7.000347.
- [13] Kovalenko KV, Krivokhizha SV, Rzhepkovslj NV, Chajkov LL. Method of measuring particle size of suspensions and four-wave mixing laser to this end [In Russian]. Pat RF of Invent N 2422806 of July 26, 2011, Russian Bull of Inventions N18, 2011.
- [14] Ivakhnik VV. Wavefront reversal and four-wave interaction [In Russian]. Samara: Samara State University Publisher; 2010. ISBN 978-5-86465-471-2.
- [15] 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): 223-228.
- [16] 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 [In Russian]. Computer Optics 2015; 39(4): 486-491. DOI: 10.18287/0134-2452-2015-39-4-486-491.
- [17] Ivakhnik VV, Savelyev MV. Spatial selectivity of the four-wave radiation converter in a transparent two-component medium in a scheme with concurrent pump waves [In Russian]. Computer Optics 2016; 40(3): 322-330. DOI: 10.18287/2412-6179-2016-40-3-322-330.
- [18] Ivakhnik VV, Savel'ev MV. Degenerate four-wave mixing in transparent two-component medium considering spatial structure of the pump waves. J Phys: Conf Ser 2016; 737(1): 012007. DOI: 10.1088/1742-6596/737/1/012007.
- [19] Akimov AA, Vorobeva EV, Ivakhnik VV. The time response of a four-wave converter of radiation on thermal nonlinearity [In Russian]. Computer Optics 2011; 35(4): 462-466.

#### Authors' information

**Valery Vladimirovich Ivakhnik** (b. 1951), Doctor in Physics & Maths, professor, Head of Optics and Spectroscopy department, Dean of Physics faculty of Samara National Research University. Research interests are nonlinear optics and dynamic holography. E-mail: [ivakhnik@ssau.ru](mailto:ivakhnik@ssau.ru).

**Maxim Valeryevich Savelyev** (b. 1990) graduated from Samara State University, Physics Faculty in 2012 (presently, Samara National Research University), Candidate in Physics & Maths, assistant of Optics and Spectroscopy department of Samara National Research University. Research interests are nonlinear optics and dynamic holography. E-mail: [belchonokenot@mail.ru](mailto:belchonokenot@mail.ru).

*Received December 6, 2017. The final version – January 30, 2018.*