

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СЕЛЕКТИВНОСТЬ ЧЕТЫРЁХВОЛНОВОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПРОЗРАЧНОЙ ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ СРЕДЕ В СХЕМЕ С ПОПУТНЫМИ ВОЛНАМИ НАКАЧКИ

В.В. Ивахник, М.В. Савельев

Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королёва, Самара, Россия

Аннотация

Изучены пространственные характеристики вырожденного четырёхволнового преобразователя излучения в жидкости, содержащей наночастицы, в схеме с попутными волнами накачки. Показано, что условие фазового синхронизма определяет общий вид модуля пространственного спектра объектной волны, а наличие явления электрострикции и эффекта Дюфура – возникновение в модуле пространственного спектра провалов, положения которых соответствуют направлениям распространения волн накачки. Получены зависимости характеристик провала от параметров волн накачки.

Ключевые слова: пространственная селективность, четырёхволновой преобразователь излучения, прозрачная двухкомпонентная среда.

Цитирование: 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.

Введение

Для получения волны с обращённым волновым фронтом (ОВФ) при четырёхволновом взаимодействии используются две схемы: схема со встречными и схема с попутными волнами накачки [1, 2]. Выбор той или другой схемы зависит от решаемой задачи, требований, предъявляемых к волне с ОВФ. При четырёхволновом взаимодействии в схеме со встречными волнами накачки происходит полное обращение волнового фронта падающей (сигнальной) волны. Волна с обращённым волновым фронтом (объектная волна) распространяется навстречу сигнальной волне, и при её прохождении вновь через ту же оптически-неоднородную среду, через которую проходила сигнальная волна, компенсируются внесённые в сигнальную волну фазовые искажения [3].

В схеме с попутными волнами накачки происходит обращение лишь поперечной составляющей волнового вектора падающей волны. Волна с ОВФ распространяется в направлении сигнальной волны. Это может оказаться предпочтительным, например, при компенсации фазовых искажений, возникающих при распространении сигнальной волны через одну оптически-неоднородную среду, а волны с ОВФ через другую оптически-неоднородную среду, параметры которой совпадают или близки к параметрам первой среды [4].

Как схема четырёхволнового взаимодействия со встречными, так и схема с попутными волнами накачки применяются для обработки и анализа изображений, в квантовой криптографии, для сверхскоростной оптической обработки сигналов и т.д. [5–7].

До настоящего времени анализ качества ОВФ проводился для четырёхволновых преобразователей излучения с попутными волнами накачки в средах с керровской, резонансной, тепловой нелинейностями [8–10]. В последние годы активно обсуждается возможность использования для реализации четырёхволновых взаимодействий сред, содержащих частицы микро- и наноразмеров (коллоидные растворы,

суспензии и т.д. [11–16]). При использовании в качестве нелинейных сред жидкостей, содержащих наночастицы, существенное влияние на пространственную структуру волны с ОВФ могут оказывать такие физические процессы, как электрострикция и эффект Дюфура [17–19].

В настоящей работе анализируется пространственная селективность четырёхволнового преобразователя излучения с попутными волнами накачки в прозрачной жидкости, заполненной наночастицами, плотность которых равна плотности жидкости.

1. Модель четырёхволнового взаимодействия

Рассмотрим типичную схему вырожденного четырёхволнового взаимодействия $\omega + \omega - \omega = \omega$ с попутными волнами накачки в плоском слое толщиной ℓ (рис. 1).

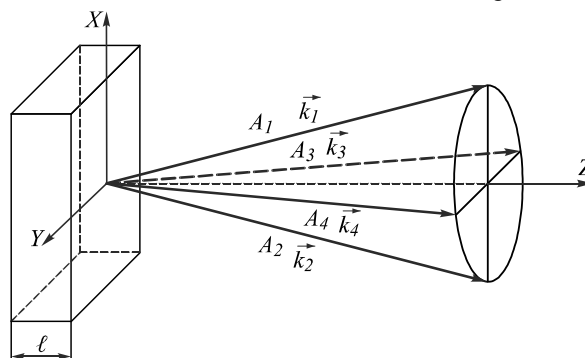


Рис. 1. Схема четырёхволнового взаимодействия с попутными волнами накачки

В среде распространяются попутно две плоские волны накачки с комплексными амплитудами $A_{1,2}(\vec{r}) = \tilde{A}_{1,2}(z) \exp(-i\vec{k}_{1,2}\vec{r})$ ($\vec{k}_{1,2}(\vec{k}_{1,2}, k_{1,2z})$ – волновые векторы волн накачки, z – продольная составляющая радиус-вектора \vec{r}) и сигнальная волна с комплексной амплитудой A_3 . Будем считать, что волновые вектора волн накачки лежат в плоскости XZ (плоскости волн накачки). Интерференция волн накачки и сигнальной волны приводит к изменению в

пространстве интенсивности излучения и, вследствие электрострикции, к возникновению потока концентрации наночастиц. Из-за эффекта Дюфура поток концентрации изменяет температуру (δT), а значит, и показатель преломления среды $\delta n = (dn/dT)\delta T$. В результате дифракции волн накачки на решётках показателя преломления генерируется объектная волна с комплексной амплитудой A_4 .

Исходное уравнение Гельмгольца, описывающее четырёхволновое взаимодействие излучения в прозрачной нелинейной среде, имеет вид [17, 18]

$$\left(\nabla^2 + k^2 + \frac{2k^2}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T \right) (A + A^*) = 0, \quad (1)$$

где $A = \sum_{j=1}^4 A_j$, $k = \omega n_0/c$, ω – циклическая частота, n_0 – среднее значение показателя преломления, c – скорость света.

Уравнение (1) дополняется системой материальных уравнений для изменений концентрации (δC) и температуры [11, 19]

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

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

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

2. Четырёхволновое взаимодействие с учётом температурных решёток, возникающих при интерференции волн накачки и сигнальной волны

Для установившегося (стационарного) режима ($\partial \delta C / \partial t = 0$, $\partial \delta T / \partial t = 0$) из системы материальных уравнений (2) – (3) получим уравнение, связывающее изменение температуры с интенсивностью взаимодействующих волн

$$\nabla^2 \delta T = \frac{\gamma D_{12}}{D_{11} D_{22}} \nabla^2 I. \quad (4)$$

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

$$I = I_0 + A_1 A_3^* + A_1^* A_3 + A_2 A_3^* + A_2^* A_3, \quad (5)$$

где $I_0 = I_1 + I_2$, $I_{1,2} = A_{1,2} A_{1,2}^*$.

Тогда изменение температуры можно представить в виде суммы быстро (δT_{31} , δT_{32}) и медленно (δT_0) меняющихся в зависимости от координат составляющих

$$\delta T(\vec{r}) = \delta T_0(z) + \delta T_{31}(\vec{r}) + \delta T_{31}^*(\vec{r}) + \delta T_{32}(\vec{r}) + \delta T_{32}^*(\vec{r}). \quad (6)$$

Сигнальную и объектную волны разложим по плоским волнам, а быстро меняющиеся составляющие изменения температуры – по гармоническим решёткам

$$A_j(\vec{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}_j(\vec{k}_j, z) \exp(-i\vec{k}_j \vec{\rho} - ik_{jz} z) d\vec{k}_j, \quad (7)$$

$$\delta T_{31,2}(\vec{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta \tilde{T}_{31,2}(\vec{k}_{T1,2}, z) \exp(-i\vec{k}_{T1,2} \vec{\rho}) d\vec{k}_{T1,2}. \quad (8)$$

Здесь \tilde{A}_j – пространственный спектр j -й волны, $\delta \tilde{T}_{31,2}$ – пространственные спектры температурных решёток, $\vec{k}_j(\kappa_{jx}, \kappa_{jy})$ и k_{jz} – поперечная и продольная составляющие волнового вектора \vec{k}_j , $j=3,4$, $|\vec{k}_j| = k$, $\vec{k}_{T1,2}(\kappa_{T1,2x}, \kappa_{T1,2y})$ – волновые векторы температурных решёток, $\vec{\rho}(x, y)$ – поперечная составляющая радиус-вектора.

Как показано в работах [9, 10], при выполнении граничного условия $\tilde{A}_4(\vec{k}_4, z=0) = 0$ и записи в нелинейной среде только температурных решёток пространственный спектр объектной волны на задней грани нелинейного слоя связан со спектрами температурных решёток следующим выражением

$$\begin{aligned} \tilde{A}'_4(\vec{k}_4, z = \ell) = & -i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \tilde{A}_{20} \times \\ & \times \int_0^\ell \delta \tilde{T}_{31}(\vec{k}_{T1}, z) \exp[-i(k_{2z} - k_{4z})z] dz - \\ & - i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \tilde{A}_{10} \int_0^\ell \delta \tilde{T}_{32}(\vec{k}_{T2}, z) \exp[-i(k_{1z} - k_{4z})z] dz. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь $\tilde{A}'_4(\vec{k}_4, z) = \tilde{A}_4(\vec{k}_4, z) \exp[P(z)]$,

$P(z) = i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \int_0^z \delta T_0(z_1) dz_1$, $\tilde{A}_{1,20} = \tilde{A}_{1,2}(z=0)$. Выражение (9) записано при квазиколлинеарном распространении взаимодействующих волн, при условии $\vec{k}_4 = \vec{k}_{T1} + \vec{k}_2 = \vec{k}_{T2} + \vec{k}_1$.

Выражение для пространственного спектра объектной волны дополняется системой дифференциальных уравнений, полученных из материального уравнения (4), описывающих изменение пространственных спектров температурных решёток по толщине нелинейного слоя

$$\begin{aligned} \left(\frac{d^2}{dz^2} - \kappa_{T1,2}^2 \right) \delta \tilde{T}_{31,2}(\vec{k}_{T1,2}, z) = \\ = -\gamma \frac{D_{12}}{D_{11} D_{22}} \tilde{A}_{1,20} \tilde{A}_{30}^*(\vec{k}_3) \times \\ \times \left[\kappa_{T1,2}^2 + (k_{1,2z} - k_{3z})^2 \right] \exp[-i(k_{1,2z} - k_{3z})z], \end{aligned} \quad (10)$$

где $\tilde{A}_{30}(\vec{k}_3) = \tilde{A}_{30}(\vec{k}_3, z=0)$, $\vec{k}_{T1,2} = \vec{k}_{1,2} - \vec{k}_3$.

При неизменности температуры на гранях нелинейного слоя ($\delta \tilde{T}_{31,2}(\vec{k}_{T1,2}, z=0) = \delta \tilde{T}_{31,2}(\vec{k}_{T1,2}, z=\ell) = 0$) решение уравнений (10) есть

$$\begin{aligned} \delta \tilde{T}_{31,2}(\kappa_{T1,2}, z) = & \frac{\gamma D_{12}}{D_{11} D_{22}} \tilde{A}_{1,20} \tilde{A}_{30}^*(\vec{k}_3) \times \\ & \times \left\{ (sh \kappa_{T1,2} \ell)^{-1} \left[\exp[-i(k_{1,2z} - k_{3z})\ell] sh \kappa_{T1,2} z - \right. \right. \\ & \left. \left. - sh \kappa_{T1,2} (z - \ell) \right] - \exp[-i(k_{1,2z} - k_{3z})z] \right\}. \end{aligned} \quad (11)$$

Подставив (11) в (9) и проинтегрировав по координате z , получим пространственный спектр объектной волны на задней грани нелинейной среды

$$\tilde{A}'_4(\bar{\kappa}_4, z = \ell) = \tilde{A}'_{41}(\bar{\kappa}_4, z = \ell) + \tilde{A}'_{42}(\bar{\kappa}_4, z = \ell). \quad (12)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \tilde{A}'_{41,2}(\bar{\kappa}_4, z = \ell) = & -i \frac{k\gamma D_{12}}{n_0 D_{11} D_{22}} \frac{dn}{dT} \times \\ & \times \tilde{A}_{10} \tilde{A}_{20} \tilde{A}_{30}^*(\bar{\kappa}_3) \left[(2sh\kappa_{T1,2}\ell)^{-1} \times \right. \\ & \times \left\{ \exp[-i(k_{1,2z} - k_{3z})\ell] - \exp(-\kappa_{T1,2}\ell) \right\} \times \\ & \times \frac{\exp\left\{ \left[\kappa_{T1,2} - i(k_{2,1z} - k_{4z}) \right] \ell \right\} - 1}{\kappa_{T1,2} - i(k_{2,1z} - k_{4z})} + \\ & + \left\{ \exp[-i(k_{1,2z} - k_{3z})\ell] - \exp(\kappa_{T1,2}\ell) \right\} \times \\ & \times \frac{\exp\left\{ -\left[\kappa_{T1,2} + i(k_{2,1z} - k_{4z}) \right] \ell \right\} - 1}{\kappa_{T1,2} + i(k_{2,1z} - k_{4z})} \right] - \\ & - i \Delta^{-1} \left[\exp(-i\Delta\ell) - 1 \right], \end{aligned} \quad (13)$$

$\Delta = (\bar{k}_1 + \bar{k}_2 - \bar{k}_3 - \bar{k}_4)_z$ – проекция волновой расстройки на ось Z , $\kappa_{T1,2} = |\bar{\kappa}_{T1,2}|$. В парааксиальном приближении $\Delta = (\bar{\kappa}_1 - \bar{\kappa}_4)(\bar{\kappa}_2 - \bar{\kappa}_4) / k$.

Пространственный спектр объектной волны является суммой пространственных спектров двух волн, одна из которых возникает при дифракции первой волны накачки на температурной решётке $\delta\tilde{T}_{32}$, другая – при дифракции второй волны накачки на температурной решётке $\delta\tilde{T}_{31}$. Если одна из волн накачки, например A_2 , некогерентна первой волне накачки и сигнальной волне, то в нелинейной среде записывается одна температурная решётка $\delta\tilde{T}_{31}$ и пространственный спектр объектной волны определяется пространственным спектром волны \tilde{A}'_{41} .

В этом и последующих параграфах будем считать, что сигнальной волной является волна от точечного источника, расположенного на передней грани нелинейного слоя ($\tilde{A}_{30}(\bar{\kappa}_3) = 1$).

На рис. 2 приведены характерные модули пространственных спектров объектной волны при наличии одной (рис. 2а) и двух (рис. 2б) температурных решёток при условии, что волны накачки падают на нелинейную среду под одинаковыми углами ($\bar{\kappa}_1 = -\bar{\kappa}_2$). Зависимость проекции волновой расстройки на ось Z от поперечных составляющих волновых векторов взаимодействующих волн (условие фазового синхронизма) определяет общий вид модуля пространственного спектра объектной волны [8], а наличие электрострикции и эффекта Дюфура – возникновение в модуле спектра провалов, положения которых соответствуют направлениям распространения волн накачки.

При записи одной температурной решётки $\delta\tilde{T}_{31}$ и учёте только условия фазового синхронизма в плос-

кости волн накачки ($(\bar{\kappa}_4 \bar{\kappa}_2) = \kappa_4 \kappa_2$) в пространственном спектре объектной волны наблюдаются два максимума, положения которых задаются пространственными частотами волн накачки $\kappa_{1,2} = |\bar{\kappa}_{1,2}|$. Как следует из (11), учёт, наряду с условием фазового синхронизма, явления электрострикции и эффекта Дюфура приводит к отсутствию температурной решётки при $\kappa_{T1} \rightarrow 0$, к возникновению в модуле пространственного спектра объектной волны на пространственной частоте второй волны накачки вместо максимума провала (рис. 3а). При фиксированном угле падения первой волны накачки поворот второй волны накачки смещает положение провала в пространственном спектре на величину поворота.

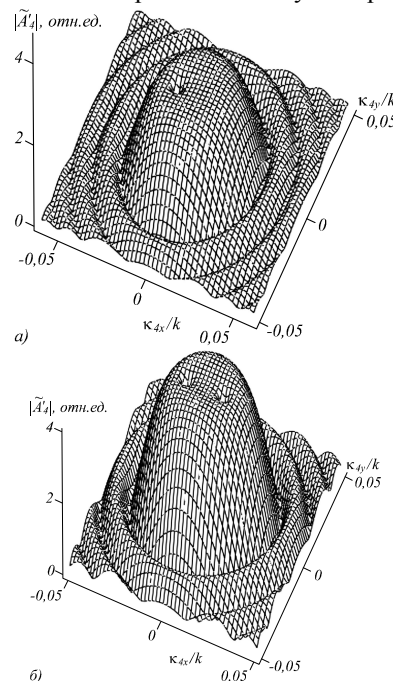


Рис. 2. Пространственные спектры объектной волны с учётом одной (а) и двух (б) температурных решёток при $k\ell = 5000$, $\kappa_{1\chi}/k = -\kappa_{2\chi}/k = 0,01$

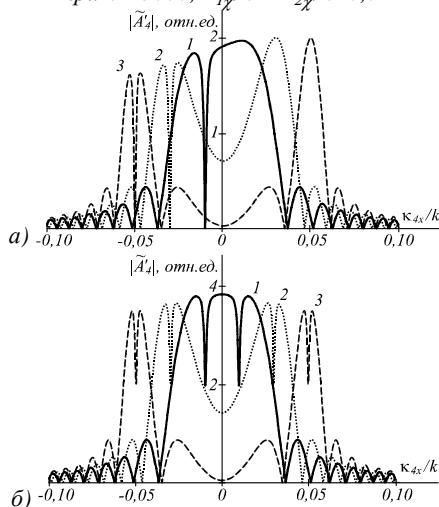


Рис. 3. Пространственные спектры объектной волны в плоскости волн накачки с учётом одной (а) и двух (б) температурных решёток при $k\ell = 5000$, $\kappa_{1\chi}/k = -\kappa_{2\chi}/k = 0,01$ (1), 0,03 (2), 0,05 (3)

Направления распространения волн накачки не влияют на модуль пространственного спектра объектной волны в области провала.

При записи двух температурных решёток в плоскости волн накачки в модуле пространственного спектра объектной волны наблюдаются два провала, положения которых определяют пространственные частоты волн накачки (рис. 3б). По сравнению с записью одной температурной решётки, когда минимальное значение модуля пространственного спектра в провале равно нулю, при записи двух решёток минимальное значение модуля пространственного спектра в провале не равно нулю и зависит от угла падения волн накачки на нелинейную среду. Ненулевое значение модуля пространственного спектра в провале связано с записью в среде двух температурных решёток. Так, в точке провала ($\bar{\kappa}_4 = \bar{\kappa}_1$) на нулевое значение пространственного спектра объектной волны $\tilde{A}'_{42}(\bar{\kappa}_4, z = \ell)$ накладывается максимальное значение пространственного спектра объектной волны $\tilde{A}'_{41}(\bar{\kappa}_4, z = \ell)$.

Введём параметр, характеризующий видность провала в модуле пространственного спектра объектной волны

$$V = (A_{4\max} - A_{4\min}) / (A_{4\max} + A_{4\min}), \quad (14)$$

где $A_{4\min} = |\tilde{A}'_4(\bar{\kappa}_4 = \bar{\kappa}_1, z = \ell)|$ – значение модуля пространственного спектра в провале (на пространственной частоте первой волны накачки), $A_{4\max} = |\tilde{A}'_4(\bar{\kappa}_{4\max}, z = \ell)|$ – ближайшее к провалу наибольшее значение модуля пространственного спектра при условии $\kappa_{4\max} > \kappa_1$, $\kappa_{4\max} = |\bar{\kappa}_{4\max}|$ – пространственная частота, на которой достигается наибольшее значение пространственного спектра.

Для анализа пространственной селективности четырёхволнового преобразователя излучения в плоскости волн накачки введём ширину провала ($\Delta\kappa$)

$$\Delta\kappa = |\kappa_{41x} - \kappa_{42x}|, \quad (15)$$

где κ_{41x} и κ_{42x} – пространственные частоты в области провала, которые находятся из решения уравнения

$$|\tilde{A}'_4(\kappa_{41,2x}, \kappa_{41,2y} = 0, z = \ell)| = (A_{4\max} + A_{4\min}) / 2. \quad (16)$$

При падении волн накачки на нелинейную среду под одинаковыми углами увеличение угла падения приводит к монотонному уменьшению значения $A_{4\max}$. Уменьшается видность (рис. 4, кривая 1) и ширина провала в модуле пространственного спектра объектной волны (рис. 4, кривая 2).

Изменение фазы пространственного спектра объектной волны (φ) при учёте как одной, так и двух температурных решёток определяется проекцией волновой расстройки на ось Z и при $\bar{\kappa}_1 = -\bar{\kappa}_2$ хорошо описывается параболическим законом

$$\varphi(\bar{\kappa}_4) = (\ell/2k) \cdot (\kappa_1^2 - \kappa_4^2). \quad (17)$$

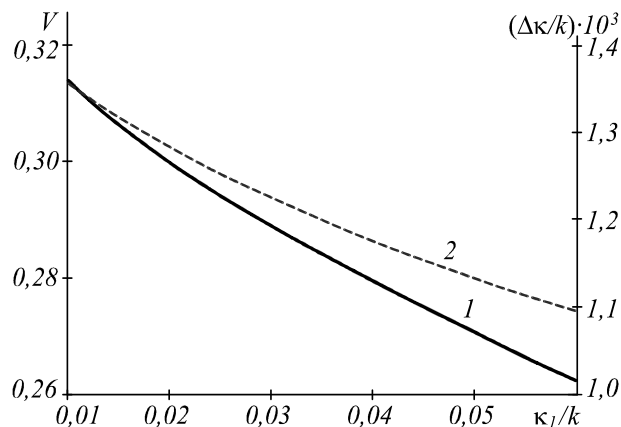


Рис. 4. Зависимость видности (1) и ширины провала (2) от угла поворота волн накачки при $k\ell = 5000$

3. Изменение во времени пространственного спектра объектной волны

При нестационарном четырёхволновом взаимодействии на временную зависимость пространственного спектра объектной волны существенное влияние оказывает временная динамика решёток концентрации частиц [19].

Как и изменение температуры, представим изменение концентрации в виде суммы быстро ($\delta C_{31}, \delta C_{32}$) и медленно (δC_0) меняющихся в зависимости от координат составляющих

$$\delta C(\vec{r}, t) = \delta C_0(z, t) + \delta C_{31}(\vec{r}, t) + \delta C_{31}^*(\vec{r}, t) + \delta C_{32}(\vec{r}, t) + \delta C_{32}^*(\vec{r}, t). \quad (18)$$

Быстро меняющиеся составляющие концентрации разложим по гармоническим решёткам

$$\delta C_{31,2}(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta \tilde{C}_{31,2}(\bar{\kappa}_{C1,2}, z, t) \times \exp(-i\bar{\kappa}_{C1,2}\vec{\rho}) d\bar{\kappa}_{C1,2}. \quad (19)$$

Здесь $\delta \tilde{C}_{31,2}$ – пространственные спектры концентрационных решёток, обусловленных интерференцией сигнальной волны и волн накачки, $\bar{\kappa}_{C1,2}(\kappa_{C1,2x}, \kappa_{C1,2y})$ – волновые векторы этих решёток.

Будем считать, что спектры температурных решёток, как и спектры решёток концентрации, меняются во времени.

С учётом разложения температурных и концентрационных решёток по гармоническим решёткам система уравнений (2) – (3) переписывается следующим образом

$$\frac{\partial \delta \tilde{C}_{31,2}(\bar{\kappa}_{C1,2}, z, t)}{\partial t} = D_{22} \left(\frac{d^2}{dz^2} - \kappa_{C1,2}^2 \right) \delta \tilde{C}_{31,2}(\bar{\kappa}_{C1,2}, z, t) - \gamma \left[(k_{1,2z} - k_{3z})^2 + \kappa_{C1,2}^2 \right] \times \tilde{A}_{1,20}(t) \tilde{A}_{30}^*(\bar{\kappa}_3, t) \exp[-i(k_{1,2z} - k_{3z})z], \quad (20)$$

$$c_p v \frac{\partial \delta \tilde{T}_{31,2}(\bar{\kappa}_{T1,2}, z, t)}{\partial t} = D_{11} \left(\frac{d^2}{dz^2} - \kappa_{T1,2}^2 \right) \times \delta \tilde{T}_{31,2}(\bar{\kappa}_{T1,2}, z, t) + D_{12} \left(\frac{d^2}{dz^2} - \kappa_{C1,2}^2 \right) \delta \tilde{C}_{31,2}(\bar{\kappa}_{C1,2}, z, t). \tag{21}$$

Уравнения (20) – (21) записаны при условии $\bar{\kappa}_{C1,2} = \bar{\kappa}_{T1,2}$.

Будем искать решение системы уравнений (20)–(21) в виде рядов Фурье

$$\delta \tilde{C}_{31,2}(\bar{\kappa}_{C1,2}, z, t) = 0,5 C_{01,2}(\bar{\kappa}_{C1,2}, t) + \sum_{m=1}^{\infty} C_{m1,2}(\bar{\kappa}_{C1,2}, t) \cos(\pi m / \ell) z, \tag{22}$$

$$\delta \tilde{T}_{31,2}(\bar{\kappa}_{T1,2}, z, t) = \sum_{s=1}^{\infty} T_{s1,2}(\bar{\kappa}_{T1,2}, t) \sin(\pi s / \ell) z,$$

где $C_{01,2}, C_{m1,2}, T_{s1,2}$ – коэффициенты разложения рядов. Подставив (22) в материальное уравнение (20), при отсутствии потока частиц через грани нелинейного слоя $((d\delta \tilde{C}_{31,2} / dz)|_{z=0} = (d\delta \tilde{C}_{31,2} / dz)|_{z=\ell} = 0)$ с учётом начальных условий $\delta \tilde{C}_{31,2}(\bar{\kappa}_{C1,2}, z, t=0) = 0$ находим коэффициенты $C_{01,2}, C_{m1,2}$. Зная коэффициенты разложения в ряд спектров концентрационных решёток при неизменности температуры на гранях нелинейного слоя, с учётом начальных условий $\delta \tilde{T}_{31,2}(\bar{\kappa}_{T1,2}, z, t=0) = 0$ находим коэффициенты $T_{s1,2}$, а значит, и изменение во времени пространственных спектров температурных решёток вида [19]

$$\delta \tilde{T}_{31,2}(\bar{\kappa}_{T1,2}, z, t) = \frac{2i\gamma D_{12} \left[(k_{1,2z} - k_{3z})^2 + \kappa_{T1,2}^2 \right]}{c_p v \pi (k_{1,2z} - k_{3z}) \ell} \times \sum_{s=1}^{\infty} \sin \frac{\pi s}{\ell} z \int_0^t \exp \left\{ -\frac{D_{11}}{c_p v} \left[\left(\frac{\pi s}{\ell} \right)^2 + \kappa_{T1,2}^2 \right] (t - \tau) \right\} \times \left[\int_0^{\tau} \tilde{A}_{1,20}(\tau') \tilde{A}_{30}^*(\bar{\kappa}_3, \tau') \times \left(\kappa_{T1,2}^2 \left\{ \exp[-i(k_{1,2z} - k_{3z})\ell] - 1 \right\} \left[1 - (-1)^s \right] s^{-1} \times \exp[-D_{22} \kappa_{T1,2}^2 (\tau - \tau')] - \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ 1 - (-1)^m \exp[-i(k_{1,2z} - k_{3z})\ell] \right\} \times \left[\left(\frac{\pi m}{\ell} \right)^2 + \kappa_{T1,2}^2 \right] \left[1 - \left(\frac{\pi m}{(k_{1,2z} - k_{3z})\ell} \right)^2 \right]^{-1} \times \left[\frac{1 - (-1)^{s+m}}{s+m} + \frac{1 - (-1)^{s-m}}{s-m} \right] \right] \times \exp \left\{ -D_{22} \left[\left(\frac{\pi m}{\ell} \right)^2 + \kappa_{T1,2}^2 \right] (\tau - \tau') \right\} d\tau' \right] d\tau. \tag{23}$$

Для стационарного режима записи температурных решёток ($t \rightarrow \infty$) выражения для $\delta \tilde{T}_{31,2}$, полученные из (23), совпадают с выражениями для пространственных спектров температурных решёток (11).

Подставив (23) в (9), проведя интегрирование по координате z , получим аналитическое выражение для временной зависимости пространственного спектра объектной волны в виде суммы пространственных спектров двух волн

$$\tilde{A}'_{41,2}(\bar{\kappa}_4, t) = \frac{-2\gamma D_{12} k \left[(k_{1,2z} - k_{3z})^2 + \kappa_{T1,2}^2 \right]}{c_p v n_0 (k_{1,2z} - k_{3z}) (k_{2,1z} - k_{4z})^2 \ell^2} \times \frac{dn}{dT} \tilde{A}_{2,10}(t) \sum_{s=1}^{\infty} \left\{ 1 - (-1)^s \exp[-i(k_{2,1z} - k_{4z})\ell] \right\} \times \left[1 - \left(\frac{\pi s}{\ell (k_{2,1z} - k_{4z})} \right)^2 \right]^{-1} \int_0^t \exp \left\{ -\frac{D_{11}}{c_p v} \left[\left(\frac{\pi s}{\ell} \right)^2 + \kappa_{T1,2}^2 \right] (t - \tau) \right\} \times \left[\int_0^{\tau} \tilde{A}_{1,20}(\tau') \tilde{A}_{30}^*(\bar{\kappa}_3, \tau') \times \left(\kappa_{T1,2}^2 \left\{ \exp[-i(k_{1,2z} - k_{3z})\ell] - 1 \right\} \left[1 - (-1)^s \right] \exp[-D_{22} \kappa_{T1,2}^2 (\tau - \tau')] - \sum_{m=1}^{\infty} \left[\left(\frac{\pi m}{\ell} \right)^2 + \kappa_{T1,2}^2 \right] \times \left[\frac{1 - (-1)^{s+m}}{s+m} + \frac{1 - (-1)^{s-m}}{s-m} \right] \right] \times \left\{ 1 - (-1)^m \exp[-i(k_{1,2z} - k_{3z})\ell] \right\} \left[1 - \left(\frac{\pi m}{(k_{1,2z} - k_{3z})\ell} \right)^2 \right]^{-1} \times \exp \left\{ -D_{22} \left[\left(\frac{\pi m}{\ell} \right)^2 + \kappa_{T1,2}^2 \right] (\tau - \tau') \right\} d\tau' \right] d\tau. \tag{24}$$

Выражения (13) и (24), описывающие пространственные спектры объектных волн на задней грани нелинейного слоя в схеме с попутными волнами накачки, формально совпадают с аналогичными вы-

ражениями для пространственных спектров вырожденного, квазивырожденного четырёхволновых преобразователей излучения на передней грани в схеме со встречными волнами накачки [18, 19]. Меняются

выражения для проекции волновой расстройки Δ , разностей проекций на ось Z волновых векторов взаимодействующих волн.

На рис. 5 при условии неизменности во времени амплитуд волн накачки ($\tilde{A}_{1,20}(t) = \text{const}$) представлена временная динамика пространственного спектра объектной волны в плоскости волн накачки. Видно, что образование провалов в модуле пространственного спектра, вызванное наличием явления электрострикции и эффекта Дюфура, запаздывает по сравнению с образованием модуля пространственного спектра, обусловленной ненулевой проекцией волновой расстройки на ось Z . Это связано с зависимостью времени записи температурных решёток от пространственных частот $\kappa_{T1,2}$. В области провала записываются две температурные решётки, время записи одной из которых определяется пространственной частотой волны накачки, время записи второй температурной решётки стремится к «бесконечности». Сложение пространственных спектров двух объектных волн, соответствующих этим решёткам, и приводит к запаздыванию образования провалов.

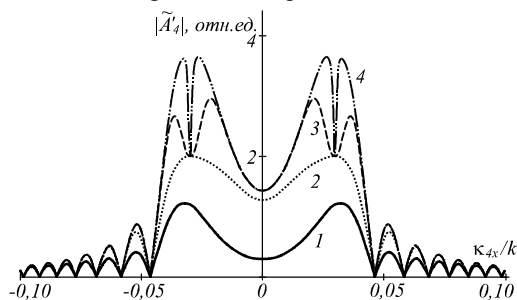


Рис. 5. Пространственные спектры объектной волны в различные моменты времени в плоскости волн накачки с учётом двух температурных решёток при $k\ell=5000$,

$$\kappa_{1x}/k = -\kappa_{2x}/k = 0,03, \quad c_p \nu D_{22}/D_{11} = 2 \cdot 10^{-5}, \\ tD_{22}/\ell^2 = 10^{-5} (1), 10^{-4} (2), 10^{-3} (3), 10^{-1} (4)$$

Видность провала в модуле пространственного спектра объектной волны с течением времени возрастает, выходя на установившееся значение (рис. 6).

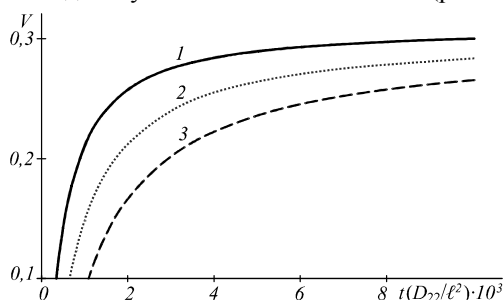


Рис. 6. Зависимость видности провала от времени при $k\ell=5000$, $c_p \nu D_{22}/D_{11} = 2 \cdot 10^{-5}$, $\kappa_1/k = -\kappa_2/k = 0,02 (1), 0,03 (2), 0,04 (3)$

Если для характеристики временной динамики провала ввести время образования провала (Δt), как время, в течение которого видность достигает значения 10%, то с ростом угла падения волн накачки на нелинейную среду нормированное время образования

провала увеличивается и для углов падения $\kappa_{1x}/k = -\kappa_{2x}/k = 0,02, 0,03, 0,04$ рад составляет соответственно $\Delta t D_{22}/\ell^2 = 3,445 \cdot 10^{-4}, 6,49 \cdot 10^{-4}, 1,077 \cdot 10^{-3}$.

Скорость изменения во времени видности провала в диапазоне значений от 10 до 20% с увеличением угла падения волн накачки уменьшается.

4. Четырёхволновое взаимодействие при больших коэффициентах преобразования

Рассмотрим стационарное попутное четырёхволновое взаимодействие в прозрачной двухкомпонентной среде с учётом того, что интенсивность объектной волны сравнима или даже больше интенсивности сигнальной волны (реализуется режим больших коэффициентов преобразования). В этом случае необходимо учитывать температурные решётки, возникающие при интерференции объектной волны с волнами накачки.

В выражениях для интенсивности и изменения температуры (5) – (6) соответственно добавляются слагаемые $A_2 A_4^* + A_2^* A_4 + A_1 A_4^* + A_1^* A_4$, $\delta T_{42} + \delta T_{42}^* + \delta T_{41} + \delta T_{41}^*$.

Быстро меняющиеся в пространстве составляющие температуры $\delta T_{42,1}(\vec{r})$, как и $\delta T_{31,2}(\vec{r})$, разложим по гармоническим решёткам

$$\delta T_{42,1}(\vec{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta \tilde{T}_{42,1}(\vec{\kappa}_{T3,4}, z) \times \\ \times \exp(-i\vec{\kappa}_{T3,4}\vec{\rho}) d\vec{\kappa}_{T3,4}. \quad (25)$$

Здесь $\delta \tilde{T}_{42,1}$ – пространственные спектры температурных решёток, обусловленных интерференцией объектной волны и волн накачки, $\vec{\kappa}_{T3,4}(\kappa_{T3,4x}, \kappa_{T3,4y})$ – волновые векторы этих решёток.

Уравнения, описывающие изменения пространственных спектров сигнальной и объектной волн, пространственных спектров температурных решёток при квазиколлинейрном распространении взаимодействующих волн примут вид

$$\frac{d\tilde{A}'_3}{dz} + i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \{ (\delta \tilde{T}_{31}^* + \delta \tilde{T}_{42}) \tilde{A}_{10} \times \\ \times \exp[-i(k_{1z} - k_{3z})z] + (\delta \tilde{T}_{32}^* + \delta \tilde{T}_{41}) \tilde{A}_{20} \times \\ \times \exp[-i(k_{2z} - k_{3z})z] \} = 0, \quad (26)$$

$$\frac{d\tilde{A}'_4}{dz} + i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \{ (\delta \tilde{T}_{31} + \delta \tilde{T}_{42}^*) \tilde{A}_{20} \times \\ \times \exp[-i(k_{2z} - k_{4z})z] + (\delta \tilde{T}_{32} + \delta \tilde{T}_{41}^*) \tilde{A}_{10} \times \\ \times \exp[-i(k_{1z} - k_{4z})z] \} = 0, \quad (27)$$

$$\left(\frac{d^2}{dz^2} - \kappa_{T1,2}^2 \right) \delta \tilde{T}_{31,2}(\vec{\kappa}_{T1,2}, z) = -\frac{\gamma D_{12}}{D_{11} D_{22}} \tilde{A}_{1,20} \times \\ \times \exp[-i(k_{1,2z} - k_{3z})z] \left[2i(k_{1,2z} - k_{3z}) \frac{d}{dz} + \right. \\ \left. + \kappa_{T1,2}^2 + (k_{1,2z} - k_{3z})^2 \right] \tilde{A}_3^*(\vec{\kappa}_3, z), \quad (28)$$

$$\left(\frac{d^2}{dz^2} - \kappa_{T3,4}^2\right) \delta \tilde{T}_{42,1}(\bar{\kappa}_{T3,4}, z) = -\frac{\gamma D_{12}}{D_{11} D_{22}} \tilde{A}_{2,10} \times \exp\left[-i(k_{2,1z} - k_{4z})z\right] \left[2i(k_{2,1z} - k_{4z}) \frac{d}{dz} + \kappa_{T3,4}^2 + (k_{2,1z} - k_{4z})^2\right] \tilde{A}_4^*(\bar{\kappa}_4, z). \quad (29)$$

Здесь $\tilde{A}'_3(\bar{\kappa}_3, z) = \tilde{A}_3(\bar{\kappa}_3, z) \exp[P(z)]$, $\kappa_{T3,4} = |\bar{\kappa}_{T3,4}| = |\bar{\kappa}_{2,1} - \bar{\kappa}_4|$.

На рис. 7 при равных интенсивностях волн накачки ($I_1 = I_2$) приведены зависимости амплитудного коэффициента преобразования $T = |A_{4max} / \tilde{A}_{30}^*|$ и полуширины провала ($\Delta\kappa_{1/2} = |\kappa_{41x} - \kappa_{1x}|$, $\kappa_{41x} > \kappa_{1x}$) от нормированной интенсивности волн накачки ($G_1 = k\gamma D_{12}(dn/dT)I_1/n_0 D_{11} D_{22}$), полученные при численном анализе систем уравнений (26) – (29). Увеличение интенсивности волн накачки приводит к росту по линейному закону амплитудного коэффициента преобразования, при этом полуширина провала в пределах $\pm 4\%$ не меняется. Точность нахождения полуширины провала определялась погрешностью при расчёте положения наибольшего значения модуля пространственного спектра. Аналогичный характер зависимости амплитудного коэффициента преобразования от интенсивности волн накачки наблюдается для четырёхволнового преобразователя излучения с попутными волнами накачки на тепловой нелинейности [10].

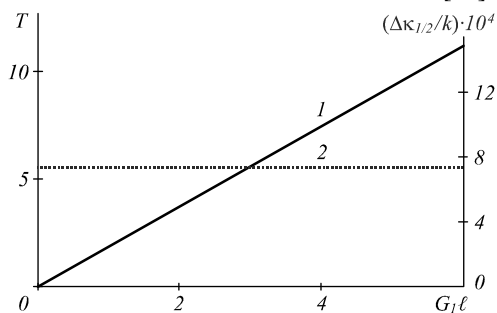


Рис. 7. Зависимость коэффициента преобразования (1) и полуширины провала (2) от интенсивности первой волны накачки при $k\ell=5000$, $\kappa_{1x}/k = -\kappa_{2x}/k = 10^{-3}$, $I_1=I_2$

Заключение

При малом коэффициенте преобразования для стационарного и нестационарного режимов вырожденного четырёхволнового взаимодействия в прозрачной двухкомпонентной среде с попутными волнами накачки получены аналитические выражения, связывающие пространственные спектры объектной и сигнальной волн. Установлено, что условие фазового синхронизма определяет общий вид модуля пространственного спектра объектной волны, а наличие явления электрострикции и эффекта Дюфура – возникновение в модуле пространственного спектра провалов, положения которых соответствуют направлениям распространения волн накачки. Видность провалов с течением времени возрастает, выходя на установившееся значение. С ростом угла падения

волн накачки на нелинейную среду время образования провала увеличивается, а его видность уменьшается.

Рост при $I_1 = I_2$ интенсивности волн накачки приводит к увеличению по линейному закону амплитудного коэффициента преобразования, при этом полуширина провала не меняется.

Литература

1. Обращение волнового фронта / Б.Я. Зельдович, Н.Я. Пилипецкий, В.В. Шкунов. – М.: Наука, 1985. – 240 с.
2. Нелинейная оптика и обращение волнового фронта / В.Г. Дмитриев. – М.: Физматлит, 2003. – 256 с. – ISBN 5-9221-0080-7.
3. **Воронин, Э.С.** Использование вырожденных параметрических процессов для коррекции волновых фронтов (обзор) / Э.С. Воронин, В.М. Петникова, В.В. Шувалов // Квантовая электроника. – 1981. – Т. 8, № 5. – С. 917-935.
4. **Hellwarth, R.W.** Optical beam phase conjugation by four-wave mixing in a waveguide / W.R. Hellwarth // Optical Engineering. – 1982. – Vol. 21(2). – P. 263-265.
5. **Ma, X.** Generation of photon pairs in dispersion shift fibers 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.
6. **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.
7. Голографические среды на основе кристаллов со структурой флюорита с центрами окраски / А.А. Щулин, А.Е. Ангервакс, А.И. Рыскин. – СПб.: СПбГУ ИТМО, 2009. – 127 с.
8. **Ивахник, В.В.** Качество обращения волнового фронта (ОВФ) при попутном четырехфотонном взаимодействии / В.В. Ивахник, Э.Г. Мартасова, В.И. Никонов // Оптика и спектроскопия. – 1991. – Т. 70, № 1. – С. 118-122.
9. **Ивахник, В.В.** Анализ пространственных характеристик четырёхволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности в схеме с попутными волнами накачки / В.В. Ивахник, В.И. Никонов, Т.Г. Харская // Компьютерная оптика. – 2006. – Вып. 30. – С. 4-8.
10. **Акимов, А.А.** Четырёхволновое взаимодействие на резонансной и тепловой нелинейностях в схеме с попутными волнами накачки при больших коэффициентах преобразования / А.А. Акимов, В.В. Ивахник, В.И. Никонов // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. – 2014. – Т. 67, № 8-9. – С. 753-761.
11. **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.
12. **Rusconi, R.** Thermal-lensing measurement of particle thermophoresis in aqueous dispersion / R. Rusconi, L. Isa, R. Piazza // Journal of the Optical Society of America B. – 2004. – Vol. 21(3). – P. 605-616.
13. **Mahilny, U.V.** Holographic volume gratings in a glass-like polymer materials / U.V. Mahilny, D.N. Marmysh, A.I. Stankevich, A.L. Tolstik, V. Matusevich, R. Kowarschik // Applied Physics B. – 2006. – Vol. 82(2). – P. 299-302.
14. **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.

15. **Lopez-Mariscal, C.** Direct detection of optical phase conjugation in a colloidal medium / C. Lopez-Mariscal, J.C. Gutierrez-Vega, D. McGloin, K. Dholakia // *Optics Express*. – 2007. – Vol. 15(10). – P. 6330-6335.
16. **El-Ganainy, R.** Soliton dynamics and self-induced transparency in nonlinear nanosuspension / R. El-Ganainy, D.N. Christodoulides, C. Rotschild, M. Segev // *Optics Express*. – 2007. – Vol. 15(16). – P. 10207-10218.
17. **Ivakhnik, V.V.** Four-wave mixing in a transparent medium based on electrostriction and Dufour effect at large reflectance / V.V. Ivakhnik, M.V. Savelyev // *Physics Procedia*. – 2015. – Vol. 73. – P. 26-32.
18. **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.
19. **Ивахник, В.В.** Пространственно-временные характеристики квазивыврожденного 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.

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. Королёва. Область научных интересов: нелинейная оптика, динамическая голография. E-mail: ivakhnik@samsu.ru.

Савельев Максим Валерьевич, 1990 года рождения, в 2012 году окончил физический факультет Самарского государственного университета. Аспирант кафедры оптики и спектроскопии Самарского национального исследовательского университета имени академика С.П. Королёва. Область научных интересов: нелинейная оптика, динамическая голография. E-mail: belchonokenot@mail.ru.

ГРПТИ: 29.33.27

Поступила в редакцию 31 мая 2016 г. Окончательный вариант – 10 июня 2016 г.

SPATIAL SELECTIVITY OF THE FOUR-WAVE RADIATION CONVERTER IN A TRANSPARENT TWO-COMPONENT MEDIUM IN A SCHEME WITH CONCURRENT PUMP WAVES

V.V. Ivakhnik, M.V. Savelyev

Samara National Research University, Samara, Russia

Abstract

Spatial characteristics of the degenerate four-wave radiation converter in a liquid containing nanoparticles were studied using a scheme with concurrent pump waves. The phase matching condition was shown to determine the general form of the spatial spectrum amplitude of the object wave, with the electrostriction phenomenon and Dufour effect shown to cause the emergence of dips in the spatial spectrum amplitude, with the dip positions corresponding to the propagation directions of the pump waves. The relationship between characteristics of the dips and the pump wave parameters were obtained.

Keywords: spatial selectivity, four-wave radiation converter, transparent two-component medium.

Citation: 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. *Computer Optics* 2016; 40(3): 322-30. – DOI: 10.18287/2412-6179-2016-40-3-322-330.

References

- [1] Zel'dovich BYa, Pilipectsky NF, Shkunov VV. Principles of phase conjugation. New York: Springer-Verlag Berlin Heidelberg; 1985. DOI: 10.1007/978-3-540-38959-0.
- [2] Dmitriev VG. Nonlinear optics and phase conjugation [In Russian]. Moscow: "Fizmatlit" Publisher; 2003.
- [3] Voronin ÉS, Petnikova VM, Shuvalov VV. Use of degenerate parametric processes for wavefront correction (review). *Sov J Quantum Electron* 1981; 8(5): 551-561. DOI: 10.1070/QE1981v011n05ABEH006899.
- [4] Hellwarth RW. Optical beam phase conjugation four-wave mixing in a waveguide. *Opt Eng* 1982; 21(2): 263-265.
- [5] Ma X, Yang L, Guo X, Li X. Generation of photon pairs in dispersion shift fiber through spontaneous four wave mixing: Influence of self-phase modulation. *Opt Commun* 2011; 284(19): 4558-4562. DOI: 10.1016/j.optcom.2011.06.011.
- [6] Salem R, Foster MA, Turner AC, Geraghty DF, Lipson M, Gaeta AL. Optical time lens based on four-wave mixing on a silicon chip. *Opt Lett* 2008; 33(10): 1047-1049. DOI: 10.1364/OL.33.001047.
- [7] Scheulin AA, Angervaks AE, Ryskin AI. Holographic media based on crystals with fluorite structure with color centers [In Russian]. Saint-Petersburg: SPbSU ITMO Publisher; 2009.
- [8] Ivakhnik VV, Martasova ÉG, Nikonov VI. Quality of phase conjugation (PC) with prosperous four-photon interaction [In Russian]. *Opt Spectrosc* 1991; 70(1): 118-122.
- [9] Ivakhnik VV, Nikonov VI, Kharskaya TG. Analysis of spatial characteristics of the four-wave radiation converter on thermal nonlinearity in a scheme with concurrent pump waves [In Russian]. *Computer Optics* 2006; 30: 4-8.

- [10] Akimov AA, Ivakhnik VV, Nikonov VI. Four-wave interaction on resonance and thermal nonlinearities in a scheme with concurrent pump waves for high conversion coefficients. *Radiophys Quantum Electron* 2015; 57(8): 672-679. DOI: 10.1007/s11141-015-9553-x.
- [11] 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.
- [12] Rusconi R, Isa L, Piazza R. Thermal-lensing measurement of particle thermophoresis in aqueous dispersion. *J Opt Soc Am B* 2004; 21(3): 605-616. DOI: 10.1364/JOSAB.21.000605.
- [13] Mahilny UV, Marmysh DN, Stankevich AI, Tolstik AL, Matushevich V, Kowarschik R. Holographic volume gratings in a glass-like polymer materials. *Appl Phys B* 2006; 82(2): 299-302. DOI: 10.1007/s00340-005-2006-z.
- [14] Afans'ev AA, Rubinov AN, Miknevich SYu, Ermolaev IE. Four-wave mixing in a liquid suspension of transparent dielectric microspheres. *JETP* 2005; 101(3): 389-400.
- [15] 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.
- [16] El-Ganainy R, Christodoulides DN, Rotschild C, Segev M. Soliton dynamics and self-induced transparency in nonlinear nanosuspensions. *Opt Express* 2007; 15(16): 10207-10218. DOI: 10.1364/OE.15.010207.
- [17] Ivakhnik VV, Savelyev MV. Four-wave mixing in a transparent medium based on electrostriction and Dufour effect at large reflectance. *Phys Procedia* 2015; 73: 26-32. DOI: 10.1016/j.phpro.2015.09.117.
- [18] 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. *Computer Optics* 2015; 39(2): 197-203.
- [19] 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): 486-491. DOI: 10.18287/0134-2452-2015-39-4-486-491.

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@samsu.ru .

Maxim Valeryevich Savelyev (b. 1990) graduated from Samara State University, Physics faculty. Postgraduate student of Optics and Spectroscopy department of Samara National Research University. Research interests are nonlinear optics and dynamic holography. E-mail: belchonokenot@mail.ru .

Received May 31, 2016. The final version – June 10, 2016.
