

## Пространственная селективность четырехволнового преобразователя излучения с учетом термодиффузионного и электрострикционного механизмов нелинейности

В.В. Ивахник, М.В. Савельев

Самарский государственный университет  
443011, Российская Федерация, г. Самара  
ул. Ак. Павлова, 1

Получено аналитическое выражение, позволившее проанализировать пространственную селективность четырехволнового преобразователя с учетом термодиффузионной и электрострикционной нелинейностей. Показано, что учет электрострикции приводит к возникновению двух объектных волн, находящихся на малых пространственных частотах в противофазе с волнами, возникающими из-за термодиффузионной нелинейности. Существует пространственная частота, при которой коэффициент отражения этих волн равен нулю.

*Ключевые слова:* четырехволновой преобразователь, обращение волнового фронта, термодиффузионная нелинейность, электрострикционная нелинейность.

### Введение

Многокомпонентные среды, в которых, как правило, одновременно реализуется несколько механизмов нелинейности (тепловой, концентрационный, электрострикционный и т. д.), традиционно используются для получения с помощью четырехволнового преобразования волны с обращенным волновым фронтом в реальном масштабе времени [1–3]. Четырехволновой преобразователь излучения осуществляет преобразование комплексной амплитуды падающей на него волны с определенной точностью, которая и определяет качество восстановления волнового фронта в оптической системе: неоднородная среда – четырехволновой преобразователь – неоднородная среда [4–5].

С использованием метода функции размытия точки достаточно подробно проанализировано качество обращения волнового фронта при четырехволновом взаимодействии в средах с керровской, тепловой, резонансной нелинейностями с учетом структуры волн накачки, коэффициента отражения, углового и частотного сдвига [6–7].

Представляет практический интерес анализ пространственной селективности четырехволнового преобразователя в многокомпонентной среде с учетом как термодиффузионного, так и электрострикционного механизмов нелинейности.

### 1. Вывод выражений, описывающих пространственную селективность четырехволнового преобразователя излучения

Рассмотрим плоский слой нелинейной среды толщиной  $l$ , в котором распространяются две волны накачки с комплексными амплитудами  $A_1$  и  $A_2$ , сигнальная волна – с амплитудой  $A_3$ . В результате вырожденного четырехволнового взаимодействия  $\omega + \omega - \omega = \omega$  генерируется объектная волна с комплексной амплитудой  $A_4$ .

Исходное скалярное волновое уравнение, описывающее четырехволновое взаимодействие в нелинейной среде, есть

$$\left( \nabla^2 + k^2 + \frac{2k^2}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T - 2ik \left[ \alpha + \frac{d\alpha}{dC} \delta C \right] \right) \times (A + A^*) = 0. \quad (1)$$

Здесь  $A = \sum_{j=1}^4 A_j$ ,  $\delta T$  и  $\delta C$  – изменения температуры и концентрации;  $\alpha$  – коэффициент поглощения;  $k$  – волновое число;  $n_0$  – среднее значение показателя преломления.

Уравнение (1) дополняется системой балансных (материальных) уравнений для концентрации и температуры [8]:

$$\begin{aligned} c_p \rho \frac{\partial \delta T}{\partial t} &= -\text{div} J_1 + 2\alpha I, \\ \frac{\partial \delta C}{\partial t} &= -\text{div} (J_2 + J_3), \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} J_1 &= -D_{11} \text{grad} \delta T - D_{12} \text{grad} \delta C, \\ J_2 &= -D_{21} \text{grad} \delta T - D_{22} \text{grad} \delta C, \\ J_3 &= -\gamma \text{grad} I. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $I = AA^*$ ;  $D_{11}$  – коэффициент теплопроводности;  $D_{22}$  – коэффициент диффузии;  $D_{12}$  – коэффициент термодиффузии;  $D_{21}$  – коэффициент, описывающий эффект Дюфура;  $\gamma$  – коэффициент электрострикции;  $c_p$  – теплоемкость;  $\rho$  – плотность вещества. Уравнения (2)–(3) описывают среду с термодиффузионной и электрострикционной нелинейностями.

Для установившегося режима

$$\left( \frac{\partial \delta T}{\partial t} = 0, \frac{\partial \delta C}{\partial t} = 0 \right),$$

подставив (3) в (2), получим

$$\begin{aligned} D_{11} \nabla^2 \delta T + D_{12} \nabla^2 \delta C &= -2\alpha I, \\ D_{21} \nabla^2 \delta T + D_{22} \nabla^2 \delta C + \gamma \nabla^2 I &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Из системы уравнений (4) получим однотипные уравнения для  $\delta T$  и  $\delta C$  вида

$$D_1 \nabla^2 \delta T = -2\alpha I + \frac{\gamma D_{12}}{D_{22}} \nabla^2 I, \quad (5)$$

$$D_2 \nabla^2 \delta C = -2\alpha I + \frac{\gamma D_{11}}{D_{21}} \nabla^2 I, \quad (6)$$

где

$$D_1 = D_{11} - D_{21} \frac{D_{12}}{D_{22}};$$

$$D_2 = D_{12} - D_{22} \frac{D_{11}}{D_{21}}.$$

Будем рассматривать четырехволновое взаимодействие при следующих условиях:

- 1) справедливо приближение заданного поля по волнам накачки  $|A_{1,2}| \gg |A_{3,4}|$ ;
- 2) коэффициент отражения мал  $|A_4| \ll |A_3|$ ;
- 3) учитывается решетка, возникающая при интерференции первой волны накачки и сигнальной волны.

Интенсивность излучения, распространяющегося в нелинейной среде, можно записать следующим образом:

$$I = I_0 + A_1 A_3^* + A_1^* A_3.$$

Здесь  $I_0 = A_1 A_1^* + A_2 A_2^*$ .

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:

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

$$\delta C = \delta C_0 + \delta C_{31} + \delta C_{31}^*.$$

С учетом изменения интенсивности волн в нелинейной среде волновое уравнение (1) примет вид

$$\left( \nabla^2 + k^2 + \frac{2k^2}{n_0} \frac{dn}{dT} (\delta T_0 + \delta T_{31}) - 2ik \left[ \alpha + \frac{d\alpha}{dC} (\delta C_0 + \delta C_{31}) \right] \right) \sum_{j=1}^4 A_j = 0. \quad (7)$$

Пусть волны накачки плоские:

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

где  $\vec{k}_{1,2}$  – волновые векторы волн накачки;  $\vec{r}(x, y, z)$  – радиус-вектор.

Сигнальную и объектную волны разложим по плоским волнам:

$$A_j(\vec{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}_j(\vec{k}_j, z) \exp(-i\vec{k}_j \vec{\rho} - ik_{jz} z) d\vec{k}_j, \quad j = 3, 4.$$

Быстро меняющиеся составляющие температуры и концентрации разложим по гармоническим решеткам:

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

Здесь  $\tilde{A}_j$  – пространственный спектр  $j$ -й волны;  $\vec{\rho}(x, y)$  – поперечная составляющая радиус-вектора;  $\delta \tilde{T}_{31}$  и  $\delta \tilde{C}_{31}$  – пространственные спектры тепловой и концентрационной решеток;  $\vec{k}_j$  – поперечные составляющие волновых векторов  $\vec{k}_j$ ;  $\vec{k}_T$  и  $\vec{k}_C$  – волновые векторы тепловой и концентрационной решеток.

С учетом приближения медленно меняющихся амплитуд уравнение (7) распадается на систему уравнений вида

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{A}_1}{dz} + \left[ i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0 + \frac{d\alpha}{dC} \delta C_0 + \alpha \right] \tilde{A}_1 &= 0, \\ \frac{d\tilde{A}_2}{dz} - \left[ i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0 + \frac{d\alpha}{dC} \delta C_0 + \alpha \right] \tilde{A}_2 &= 0, \\ \frac{d\tilde{A}_3}{dz} + \left[ i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0 + \frac{d\alpha}{dC} \delta C_0 + \alpha \right] \tilde{A}_3 &= 0, \\ \frac{d\tilde{A}_4}{dz} - \left[ i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0 + \frac{d\alpha}{dC} \delta C_0 + \alpha \right] \tilde{A}_4 + \\ + \left[ -i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta \tilde{T}_{31} + \frac{d\alpha}{dC} \delta \tilde{C}_{31} \right] \tilde{A}_2 \times \\ \times \exp[-i(k_{2z} - k_{4z})z] &= 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Уравнения (8) записаны при условии, что  $\bar{\kappa}_C = \bar{\kappa}_T = \bar{\kappa}_1 - \bar{\kappa}_3 = \bar{\kappa}_4 - \bar{\kappa}_2$ .

Решение первых трех уравнений системы (8) есть

$$\begin{aligned}\tilde{A}_1(z) &= \tilde{A}_{10} \exp[-P(z)], \\ \tilde{A}_3(\bar{\kappa}_3, z) &= \tilde{A}_{30}(\bar{\kappa}_3) \exp[-P(z)], \\ \tilde{A}_2(z) &= \tilde{A}_{20} \exp[-P(\ell) + P(z)].\end{aligned}$$

Здесь

$$\tilde{A}_{10} = \tilde{A}_1(z=0),$$

$$\tilde{A}_{30}(\bar{\kappa}_3) = \tilde{A}_3(\bar{\kappa}_3, z=0),$$

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

$$P(z) = \int_0^z \left[ i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0(z_1) + \alpha + \frac{d\alpha}{dC} \delta C_0 \right] dz_1.$$

Сделаем замену

$$\tilde{A}_4(z) = \tilde{A}'_4 \exp[P(z)].$$

Тогда уравнение, описывающее изменение пространственного спектра объектной волны, примет вид

$$\begin{aligned}\frac{d\tilde{A}'_4}{dz} + \left[ -i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta \tilde{T}_{31} + \frac{d\alpha}{dC} \delta \tilde{C}_{31} \right] \tilde{A}_{20} \times \\ \times \exp[-P(\ell)] \exp[-i(k_{2z} - k_{4z})z] = 0.\end{aligned}$$

С учетом граничного условия

$$\tilde{A}'_4(\bar{\kappa}_4, z=\ell) = 0$$

пространственный спектр объектной волны на передней грани нелинейного слоя есть

$$\begin{aligned}\tilde{A}'_4(\bar{\kappa}_4, z=0) = -\tilde{A}_{20} \exp[-P(\ell)] \times \\ \times \int_0^\ell \left[ i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta \tilde{T}_{31}(z) - \frac{d\alpha}{dC} \delta \tilde{C}_{31}(z) \right] \times \\ \times \exp[-i(k_{2z} - k_{4z})z] dz.\end{aligned}\quad (9)$$

Пространственный спектр объектной волны полностью определяется пространственными спектрами тепловой решетки и решетки концентраций.

Для нахождения пространственного спектра тепловой решетки рассмотрим уравнение (5). Оно распадается на два уравнения:

$$\begin{aligned}\nabla^2 \delta T_0 + \frac{2\alpha I_0}{D_1} = 0, \\ \left( \frac{d^2}{dz^2} - \kappa_T^2 \right) \delta \tilde{T}_{31} + \\ + \alpha_1 \frac{\tilde{A}_{10} \tilde{A}_{30}^*(\kappa_3)}{D_1} \exp(-\beta z) = 0\end{aligned}\quad (10)$$

где

$$\alpha_1 = 2\alpha - \gamma \frac{D_{12}}{D_{22}} (\beta^2 - \kappa_T^2)$$

$$\beta = 2\alpha + i(k_{1z} - k_{3z});$$

$$\kappa_T = |\bar{\kappa}_T|; \quad \kappa_3 = |\bar{\kappa}_3|.$$

Уравнение (10) записано при условии

$$\alpha \gg \frac{d\alpha}{dC} \delta C_0.$$

С учетом неизменности температуры на границах нелинейного слоя ( $\delta T(z=0) = \delta T(z=\ell) = 0$ ) решение уравнения (10) есть

$$\begin{aligned}\delta \tilde{T}_{31}(\kappa_T, z) = \frac{\alpha_1 \tilde{A}_{10} \tilde{A}_{30}^*(\kappa_3)}{D_1 (\beta^2 - \kappa_T^2)} \times \\ \times \left\{ \frac{1}{sh\kappa_T \ell} \left[ \exp(-\beta \ell) sh\kappa_T z - \right. \right. \\ \left. \left. - sh(\kappa_T(z-\ell)) \right] - \exp(-\beta z) \right\}.\end{aligned}\quad (11)$$

Проводя аналогичные рассуждения, из уравнения (6) получим уравнение для пространственного спектра концентраций частиц

$$\begin{aligned}\left( \frac{d^2}{dz^2} - \kappa_C^2 \right) \delta \tilde{C}_{31} + \\ + \alpha_2 \frac{\tilde{A}_{10} \tilde{A}_{30}^*(\kappa_3)}{D_2} \exp(-\beta z) = 0,\end{aligned}\quad (12)$$

где

$$\alpha_2 = 2\alpha - \gamma \frac{D_{11}}{D_{21}} (\beta^2 - \kappa_C^2), \quad \kappa_C = |\bar{\kappa}_C|.$$

Для нахождения решения уравнения (12) будем использовать граничное условие отсутствия потока концентрации частиц через грани [9] нелинейного слоя

$$\left. \frac{d\delta C_{31}}{dz} \right|_{z=0} = \left. \frac{d\delta C_{31}}{dz} \right|_{z=\ell} = 0.\quad (13)$$

С учетом граничного условия (13) решение уравнения (12) есть

$$\begin{aligned}\delta \tilde{C}_{31}(\kappa_C, z) = -\frac{\alpha_2 \tilde{A}_{10} \tilde{A}_{30}^*(\kappa_3)}{D_2 (\beta^2 - \kappa_C^2)} \times \\ \times \left\{ \frac{\beta}{\kappa_C sh\kappa_C \ell} \left[ \exp(-\beta \ell) ch\kappa_C z - \right. \right. \\ \left. \left. - ch(\kappa_C(z-\ell)) \right] + \exp(-\beta z) \right\}.\end{aligned}\quad (14)$$

Зная выражения для пространственных спектров тепловой и концентрационной решеток (11), (14), используя уравнение (9), найдем пространственный спектр объектной волны на передней грани нелинейного слоя:

$$\begin{aligned} \tilde{A}'_4(\bar{\kappa}_4, z=0) &= \tilde{A}'_{4T1}(\kappa, z=0) + \tilde{A}'_{4T2}(\kappa, z=0) + \\ &+ \tilde{A}'_{4C1}(\kappa, z=0) + \tilde{A}'_{4C2}(\kappa, z=0). \end{aligned} \quad (15)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \tilde{A}'_{4T1}(\kappa, z=0) &= 2\alpha\tilde{A}'_{4T}(\kappa, z=0), \\ \tilde{A}'_{4T2}(\kappa, z=0) &= -\gamma\frac{D_{12}}{D_{22}}(\beta^2 - \kappa^2)\tilde{A}'_{4T}(\kappa, z=0), \\ \tilde{A}'_{4C1}(\kappa, z=0) &= 2\alpha\tilde{A}'_{4C}(\kappa, z=0), \\ \tilde{A}'_{4C2}(\kappa, z=0) &= -\gamma\frac{D_{11}}{D_{21}}(\beta^2 - \kappa^2)\tilde{A}'_{4C}(\kappa, z=0). \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \tilde{A}'_{4T}(\kappa, z=0) &= -i\frac{k}{n_0}\frac{dn}{dT}\frac{\tilde{A}_{10}\tilde{A}_{20}\tilde{A}_{30}^*(\kappa)}{D_1(\beta^2 - \kappa^2)} \times \\ &\times \frac{\exp[-P(\ell)]}{\left[\kappa^2 + (k_{2z} - k_{4z})^2\right]sk\kappa\ell} \left\{ \exp(-2\alpha\ell) \times \right. \\ &\times \left[ \kappa ch\kappa\ell + i(k_{2z} - k_{4z})sh\kappa\ell \right] - \kappa \exp(-\beta\ell) - \\ &- \kappa \exp(-i(k_{2z} - k_{4z})\ell) - i(k_{2z} - k_{4z})sh\kappa\ell + \\ &+ \kappa ch\kappa\ell + (2\alpha)^{-1} \left[ \kappa^2 + (k_{2z} - k_{4z})^2 \right] \times \\ &\times sh\kappa\ell \left[ \exp(-2\alpha\ell) - 1 \right] \left. \right\}, \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \tilde{A}'_{4C}(\kappa, z=0) &= -\frac{d\alpha}{dC}\frac{\beta\tilde{A}_{10}\tilde{A}_{20}\tilde{A}_{30}^*(\kappa)}{D_2(\beta^2 - \kappa^2)} \times \\ &\times \frac{\exp[-P(\ell)]}{\left[\kappa^2 + (k_{2z} - k_{4z})^2\right]\kappa sh\kappa\ell} \left\{ \exp(-2\alpha\ell) \times \right. \\ &\times \left[ \kappa sh\kappa\ell + i(k_{2z} - k_{4z})ch\kappa\ell \right] - i(k_{2z} - k_{4z}) \times \\ &\times \exp(-\beta\ell) - i(k_{2z} - k_{4z})\exp(-i(k_{2z} - k_{4z})\ell) + \\ &+ i(k_{2z} - k_{4z})ch\kappa\ell - \kappa sh\kappa\ell + \\ &+ (2\alpha\beta)^{-1} \left[ \kappa^2 + (k_{2z} - k_{4z})^2 \right] \times \\ &\times \kappa sh\kappa\ell \left[ 1 - \exp(-2\alpha\ell) \right] \left. \right\}. \end{aligned} \quad (17)$$

Выражения (15)–(17) записаны при условии плоских волн накачки, распространяющихся строго вдоль оси  $Z$  ( $\bar{\kappa}_1 = \bar{\kappa}_2 = 0$ ),

$$k_{1z} - k_{3z} = -(k_{2z} - k_{4z}) = -\frac{\kappa^2}{2k}.$$

Здесь  $\kappa = \kappa_T = \kappa_C = |\bar{\kappa}_3| = |\bar{\kappa}_4|$ .

Выражения (15)–(17) устанавливают однозначную связь между пространственными спектрами сигнальной и объектной волн на передней грани нелинейного слоя.

## 2. Обсуждение результатов

Из (15) следует, что относительный вклад в объектную волну термодиффузионной и электрострикционной нелинейностей определяется

выражениями вида

$$\xi_1 = \left| \frac{\tilde{A}'_{4T1}}{\tilde{A}'_{4T2}} \right| = \frac{D_{22}}{2\alpha\gamma D_{12}}, \quad \xi_2 = \left| \frac{\tilde{A}'_{4C1}}{\tilde{A}'_{4C2}} \right| = \frac{D_{21}}{2\alpha\gamma D_{11}}.$$

Меняя параметры нелинейной среды, можно изменять относительный вклад в объектную волну волн, связанных с термодиффузионной и электрострикционной нелинейностями.

На рисунке для сигнальной волны от точечного источника, расположенного на передней грани нелинейного слоя ( $\tilde{A}_{30}^*(\kappa) = 1$ ), приведены характерные графики зависимости от нормированной пространственной частоты  $\kappa' = \sqrt{\ell/2k}$  модулей нормированных спектров объектных волн:

$$\begin{aligned} \tilde{A}''_{4T1} &= \frac{\tilde{A}'_{4T1}D_1}{2\alpha\tilde{A}_{10}\tilde{A}_{20}\exp[-P(\ell)]} \left( i\frac{k}{n_0}\frac{dn}{dT} \right)^{-1}, \\ \tilde{A}''_{4T2} &= \frac{\tilde{A}'_{4T2}D_{22}D_1}{\gamma D_{12}\tilde{A}_{10}\tilde{A}_{20}\exp[-P(\ell)]} \left( i\frac{k}{n_0}\frac{dn}{dT} \right)^{-1}, \\ \tilde{A}''_{4C1} &= \frac{\tilde{A}'_{4C1}D_2}{2\alpha\tilde{A}_{10}\tilde{A}_{20}\exp[-P(\ell)]} \left( \frac{d\alpha}{dC} \right)^{-1}, \\ \tilde{A}''_{4C2} &= \frac{\tilde{A}'_{4C2}D_{21}D_2}{\gamma D_{11}\tilde{A}_{10}\tilde{A}_{20}\exp[-P(\ell)]} \left( \frac{d\alpha}{dC} \right)^{-1}. \end{aligned}$$

При наличии только термодиффузионной нелинейности ( $\gamma = 0$ ) модули спектров объектной волны с увеличением  $\kappa'$  монотонно уменьшаются (рис., а, в). Ширина полосы пространственных частот волн, измеряемая по уровню 1/2 от максимального значения (для волны  $\tilde{A}''_{4T1}$ ) или по уровню пространственной частоты, в пределах которой сосредоточена основная энергия преобразованного изображения (для волны  $\tilde{A}''_{4C1}$ ) [10], определяет пространственную селективность четырехволнового преобразователя излучения.

Учет электрострикционной нелинейности приводит к возникновению в среде двух дополнительных динамических (тепловой и концентрационной) решеток и, как следствие, двух дополнительных объектных волн  $\tilde{A}''_{4T2}$  и  $\tilde{A}''_{4C2}$ . На малых пространственных частотах фазы этих дополнительных волн сдвинуты по отношению к фазам волн  $\tilde{A}''_{4T1}$  и  $\tilde{A}''_{4C1}$  на  $\pi$ , поэтому их наличие ослабляет суммарную объектную волну. Существует пространственная частота, определяемая в основном коэффициентом поглощения  $\kappa_0 \approx 2\alpha$ , при которой коэффициент отражения объектных волн, связанных с наличием электрострикционной нелинейности, равен нулю. На больших пространственных частотах  $\kappa > 2\alpha$  наличие дополнительных волн, связанных с электрострик-

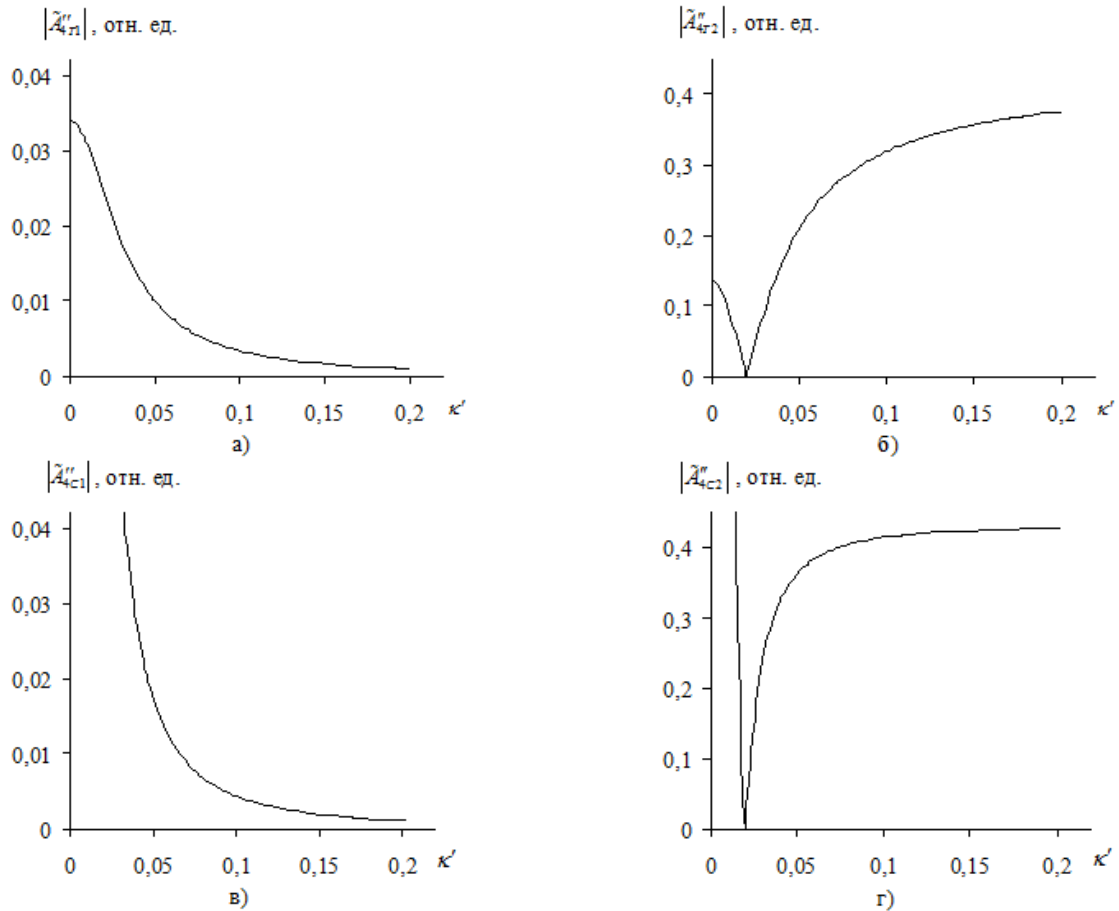


Рис. Зависимости модулей нормированных амплитуд объектных волн  $\tilde{A}''_{4T1}$  (а),  $\tilde{A}''_{4T2}$  (б),  $\tilde{A}''_{4C1}$  (в),  $\tilde{A}''_{4C2}$  (г) от пространственной частоты при  $2kl = 10^4$ ,  $\alpha l = 1$

ционной нелинейностью, усиливает суммарную объектную волну. В предельном случае  $\kappa \rightarrow \infty$  значение модулей амплитуд волн  $\tilde{A}''_{4T2}$  и  $\tilde{A}''_{4C2}$  определяется величиной  $[1 - \exp(-2\alpha l)](2\alpha l)^{-1}$ .

Фазы объектных волн в парааксиальной области ( $\kappa/k \ll 1$ ) в зависимости от пространственной частоты меняются незначительно.

Характер зависимости амплитуд объектных волн, связанных с наличием электрострикционной нелинейности (рис., б, г), можно представить в виде суммы зависимостей:

$$\tilde{A}''_{4T2} = [1 - \exp(-2\alpha l)](2\alpha l)^{-1} - f_T(\kappa),$$

$$\tilde{A}''_{4C2} = [1 - \exp(-2\alpha l)](2\alpha l)^{-1} - f_C(\kappa).$$

Здесь  $f_T(\kappa)$  и  $f_C(\kappa)$  – функции, имеющие максимум при  $\kappa = 0$  и стремящиеся к нулю при  $\kappa \rightarrow \infty$ . При  $\xi_{1,2} \ll 1$  объектную волну можно представить в виде суммы идеальной волны, амплитуда которой прямо пропорциональна комплексно-сопряженной амплитуде сигнальной волны, и волн, несущих частично искаженную информацию, с амплитудами  $-f_T(\kappa)$  и  $-f_C(\kappa)$ . Характер зависимости ширины полосы пространственных частот объектной волны с амплитудой  $-f_T(\kappa)$  от

параметров нелинейной среды качественно совпадает с аналогичной зависимостью для объектной волны с амплитудой  $\tilde{A}''_{4T1}$  [6].

## Заключение

1. Для вырожденного четырехволнового преобразователя излучения с учетом термодиффузионной и электрострикционной нелинейностей получено аналитическое выражение, связывающее пространственные спектры объектной и сигнальной волн.

2. Показано, что учет электрострикционной нелинейности приводит к возникновению двух дополнительных динамических решеток и, как следствие, двух дополнительных составляющих объектной волны. Модули пространственных спектров этих волн с увеличением пространственной частоты выходят на постоянное значение, определяемое коэффициентом поглощения и толщиной среды. Существует пространственная частота  $\kappa \approx 2\alpha$ , при которой коэффициент отражения объектных волн, связанных с наличием электрострикционной нелинейности, равен нулю.

**Список литературы**

1. Smith P.W., Maloney P.J., Ashkin A. Use a liquid suspension of dielectric spheres as an artificial Kerr medium // *Optics Letters*. 1982. V. 7. P. 347–349.
2. Иванов В.И., Окишев К.Н. Термодиффузный механизм записи амплитудных динамических голограмм в двухкомпонентных средах // *Письма в ЖТФ*. 2006. Т. 32. № 22. С. 66–68.
3. Динамические голограммы в микрогетерогенных жидкофазных средах / В.И. Иванов [и др.] // *Оптический журнал*. 2004. Т. 71. № 9. С. 26–27.
4. Воронин Э.С., Петникова В.М., Шувалов В.В. Использование вырожденных параметрических процессов для коррекции волновых фронтов (обзор) // *Квантовая электроника*. 1981. Т. 8. № 5. С. 917–935.
5. Дмитриев В.Г. *Нелинейная оптика и обращение волнового фронта*. М.: Физматлит, 2003. 256 с.
6. Ивахник В.В. *Обращение волнового фронта при четырехволновом взаимодействии*. Самара: Самарский университет, 2010. 246 с.
7. Акимов А.А., Ивахник В.В., Никонов В.И. Четырехволновое взаимодействие на тепловой нелинейности при больших коэффициентах отражения с учетом самодифракции волн накачки // *Компьютерная оптика*. 2011. Т. 35. № 2. С. 250–255.
8. Де Гроот С., Мазур П. *Неравновесная термодинамика*. М.: Мир, 1964. 456 с.
9. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Гидродинамика*. М.: Наука, 1986. 736 с.
10. Ивахник В.В., Некрасова Г.Э., Никонов В.И. Точность обращения волнового фронта (ОВФ) при четырехфотонном параметрическом взаимодействии // *Оптика и спектроскопия*. 1990. Т. 68. Вып. 8. С. 620–624.

---

**Spatial selectivity of a four-wave radiation converter based on thermodiffusion and electrostriction mechanisms of nonlinearity**

*V.V. Ivakhnik, M.V. Savel'ev*

An analytic expression allowing to analyze the spatial selectivity of the four-wave converter based on thermodiffusion and electrostriction nonlinearities is obtained. Shown that the treatment of electrostriction leads to two object waves at small spatial frequencies in opposite phase with the waves that occur due to thermodiffusion nonlinearity. There is a spatial frequency at which the reflectivity of these waves is zero.

*Keywords:* four-wave converter, wave-front reversal, thermodiffusion nonlinearity, electrostriction nonlinearity.

---