

ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЧЕТЫРЁХВОЛНОВОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НА ТЕПЛОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ В СХЕМЕ С ПОПУТНЫМИ ВОЛНАМИ НАКАЧКИ

Акимов А.А., Воробьёва Е.В., Ивахник В.В.
Самарский государственный университет

Аннотация

В приближении заданного поля по волнам накачки получено выражение для временного отклика вырожденного четырёхволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности с попутными волнами накачки. Проанализирована временная динамика пространственного спектра объектной волны. Показано, что в плоскости волн накачки увеличение угла между волнами накачки слабо влияет на время выхода полуширины полосы пространственных частот на стационарное значение. При этом время выхода на стационарное значение полуширины полосы пространственных частот в плоскости, перпендикулярной волнам накачки, уменьшается.

Ключевые слова: четырёхволновое взаимодействие, тепловая нелинейность, четырёхволновой преобразователь излучения, временной отклик.

Введение

Временной отклик является важнейшей характеристикой любой линейной оптической системы. Он устанавливает однозначную связь между временными зависимостями комплексных амплитуд падающей и прошедшей (отражённой) волн [1]. Линеаризация в приближении заданного поля по волнам накачки уравнений, описывающих четырёхволновое взаимодействие, позволяет использовать эту функцию и для характеристики четырёхволновых преобразователей излучения [2–4].

В работе [5] был проведён анализ временного отклика четырёхволнового преобразователя на тепловой нелинейности в схеме со встречными волнами накачки. Другой, не менее распространённой схемой является схема четырёхволнового взаимодействия с попутными волнами накачки.

В настоящей работе исследуется временной отклик вырожденного четырёхволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности с попутными волнами накачки, временная динамика пространственного спектра волны с обращённым волновым фронтом.

1. Вывод выражения для временного отклика

Рассмотрим вырожденное взаимодействие $\omega + \omega - \omega = \omega$ в среде с тепловой нелинейностью четырёх волн: двух волн накачки с комплексными амплитудами A_1 и A_2 , сигнальной и объектной волн с амплитудами A_3 и A_4 . Такое четырёхволновое взаимодействие описывает волновое уравнение [4]

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

и нестационарное уравнение теплопроводности

$$\frac{\partial \delta T}{\partial t} = \Lambda \nabla^2 \delta T + \frac{\alpha}{c_p \nu} AA^* \quad (2)$$

Здесь $A = \sum_{j=1}^4 A_j$, δT – изменение температуры, обусловленное выделением тепла при поглощении излучения, c_p – теплоёмкость, Λ – температуропроводность, ν – плотность вещества, n_0 – среднее значение

показателя преломления, $k = \omega n_0 / c$, α – коэффициент поглощения, ω – циклическая частота, c – скорость света в вакууме.

В приближении заданного поля по волнам накачки, в схеме с попутными волнами накачки распределение интенсивности можно записать следующим образом

$$I = AA^* = I_0 + A_1 A_3^* + A_1^* A_3 + A_2 A_3^* + A_2^* A_3, \quad (3)$$

где $I_0 = A_1 A_1^* + A_2 A_2^*$.

С учётом (3) изменение температуры среды можно представить в виде суммы быстро ($\delta T_{31}, \delta T_{32}$) и медленно (δT_0) меняющихся в зависимости от координат составляющих

$$\delta T(\vec{r}, t) = \delta T_0(\vec{r}, t) + \delta T_{31}(\vec{r}, t) + \delta T_{32}(\vec{r}, t) + \delta T_{31}^*(\vec{r}, t) + \delta T_{32}^*(\vec{r}, t).$$

В нелинейной среде записываются две тепловые решётки.

Пусть волны накачки плоские:

$$A_{1,2}(\vec{r}, t) = \tilde{A}_{1,2}(z, t) \exp(-ik_{1,2}\vec{r}).$$

Сигнальную и объектную волны разложим по плоским волнам

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

а быстро осциллирующие составляющие температуры по гармоническим решёткам

$$\delta T_{3m}(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\delta T}_{3m}(\vec{k}_{Tm}, z, t) \exp(-i\vec{k}_{Tm} \vec{\rho}) d\vec{k}_{Tm}, \quad m = 1, 2.$$

Здесь $\tilde{A}_j(\vec{k}_j, z, t)$ – пространственный спектр j -волны, $\tilde{\delta T}_{31}(\vec{k}_{T1}, z, t)$ и $\tilde{\delta T}_{32}(\vec{k}_{T2}, z, t)$ – пространственные спектры тепловых решёток, \vec{k}_j и k_{jz} – поперечная и продольная составляющие волнового вектора \vec{k}_j , $\vec{k}_{T1,2}$ – пространственные частоты тепловых решёток.

В приближении медленно меняющихся амплитуд волновое уравнение (1) распадается на систему четырёх уравнений

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{A}_j}{dz} + \left(i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0 + \alpha \right) \tilde{A}_j &= 0, \quad j = 1 \div 3, \\ \frac{d\tilde{A}_4}{dz} + \left(i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0 + \alpha \right) \tilde{A}_4 &= \\ &= -\frac{ik}{n_0} \frac{dn}{dT} \left\{ \delta \tilde{T}_{31} \tilde{A}_2 \exp[-i(k_{2z} - k_{4z})z] + \right. \\ &\left. + \delta \tilde{T}_{32} \tilde{A}_1 \exp[-i(k_{1z} - k_{4z})z] \right\}, \end{aligned} \tag{4}$$

а уравнение теплопроводности – на систему трёх уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\partial \delta T_0}{\partial t} &= \Lambda \frac{d^2 \delta T_0}{dz^2} + \frac{\alpha I_0}{c_p v}, \\ \frac{\partial \delta \tilde{T}_{3m}}{\partial t} &= \Lambda \left(\frac{d^2}{dz^2} - \kappa_{Tm}^2 \right) \delta \tilde{T}_{3m} + \\ &+ \frac{\alpha \tilde{A}_m \tilde{A}_3^* \exp[-i(k_{mz} - k_{3z})z]}{c_p v}, \quad m = 1, 2. \end{aligned} \tag{5}$$

Системы уравнений (4), (5) записаны для квазилинейной геометрии взаимодействия при условии $\bar{\kappa}_{T1,2} = \bar{\kappa}_{1,2} - \bar{\kappa}_3 = -\bar{\kappa}_{2,1} + \bar{\kappa}_4$.

Решение первых трёх уравнений системы (4) есть

$$\begin{aligned} \tilde{A}_j(z, t) &= \tilde{A}_{j0}(t) \exp(-C(z, t)), \quad j = 1, 2, \\ \tilde{A}_3(\bar{\kappa}_3, z, t) &= \tilde{A}_{30}(\bar{\kappa}_3, t) \exp(-C(z, t)), \end{aligned} \tag{6}$$

где $C(z, t) = \int_0^z \left(\frac{ik}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0(z_1, t) + \alpha \right) dz_1$,

$$\begin{aligned} \tilde{A}_{10}(t) &= \tilde{A}_1(z=0, t), \\ \tilde{A}_{20}(t) &= \tilde{A}_2(z=0, t), \\ \tilde{A}_{30}(\bar{\kappa}_3, t) &= \tilde{A}_3(\bar{\kappa}_3, z=0, t). \end{aligned}$$

С учётом граничного условия $\tilde{A}_4(\bar{\kappa}_4, z=0, t) = 0$ из (4) следует, что временную зависимость пространственного спектра объектной волны на задней грани нелинейной среды можно представить следующим образом

$$\begin{aligned} \tilde{A}'_4(\bar{\kappa}_4, z=l, t) &= -i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \times \\ &\times \int_0^l dz \left\{ \tilde{A}_{20}(t) \delta \tilde{T}_{31}(\bar{\kappa}_{T1}, z, t) \exp[-i(k_{2z} - k_{4z})z] + \right. \\ &\left. + \tilde{A}_{10}(t) \delta \tilde{T}_{32}(\bar{\kappa}_{T2}, z, t) \exp[-i(k_{1z} - k_{4z})z] \right\}, \end{aligned} \tag{7}$$

где $\tilde{A}'_4(z, t) = \tilde{A}_4(z, t) \exp(C(z, t))$.

Используя (5)–(6), найдём решения для пространственных спектров быстро меняющихся составляющих температуры [6]

$$\begin{aligned} \delta \tilde{T}_{3m}(\bar{\kappa}_4, z, t) &= \frac{2\alpha}{c_p v l} \sum_{n=1}^{\infty} \sin\left(\frac{\pi n}{l} z\right) \times \\ &\times \left\{ \int_0^t \tilde{A}_{m0}(t_1) \tilde{A}_{30}^*(\bar{\kappa}_3, t_1) \exp\{-\omega_{nm}^2(t-t_1)\} \times \right. \\ &\times \left. \int_0^l \exp[-i(k_{mz} - k_{3z})z_1 - 2\alpha z_1] \sin\left(\frac{\pi n z_1}{l}\right) dz_1 \right\} dt_1, \\ &m = 1, 2, \end{aligned} \tag{8}$$

где $\bar{\kappa}_3 = \bar{\kappa}_1 + \bar{\kappa}_2 - \bar{\kappa}_4$, $\omega_{nm}^2 = \Lambda \left[(\pi n/l)^2 + \bar{\kappa}_{Tm}^2 \right]$.

Подставив (8) в выражение (7), получим временную зависимость пространственного спектра объектной волны. При распространении волн накачки под одинаковыми углами к оси Z ($\bar{\kappa}_1 + \bar{\kappa}_2 = 0$) эта зависимость имеет вид

$$\begin{aligned} \tilde{A}'_4(\bar{\kappa}_4, z=l, t) &= -\frac{2ik\alpha}{n_0 c_p v l} \frac{dn}{dT} \int_0^l dz \sum_{n=1}^{\infty} \sin\left(\frac{\pi n z}{l}\right) \times \\ &\times \left\{ \int_0^l \exp[-i(k_{1z} - k_{3z})z_1 - 2\alpha z_1] \sin\left(\frac{\pi n z_1}{l}\right) dz_1 \right\} \times \\ &\times \exp[-i(k_{2z} - k_{4z})z] \int_0^t dt_1 \tilde{A}_{30}^*(\bar{\kappa}_3 = -\bar{\kappa}_4, t_1) \times \\ &\times \left\{ \tilde{A}_{20}(t) \tilde{A}_{10}(t_1) \exp\{-\omega_{n2}^2(t-t_1)\} + \right. \\ &\left. + \tilde{A}_{10}(t) \tilde{A}_{20}(t_1) \exp\{-\omega_{n2}^2(t-t_1)\} \right\}. \end{aligned} \tag{9}$$

В параксиальном приближении ($k_{jz} = k - \kappa_j^2/2k$) из (9) выражение для временного отклика четырёхволнового преобразователя излучения с попутными волнами накачки есть

$$\begin{aligned} \chi(t, t_1, \bar{\kappa}_4) &= -\frac{2ik\alpha}{n_0 c_p v l} \frac{dn}{dT} \int_0^l dz \sum_{n=1}^{\infty} \sin(\pi n z/l) \times \\ &\times \left\{ \int_0^l \exp[-iz_1 \Delta_z - 2\alpha z_1] \sin(\pi n z_1/l) dz_1 \right\} \times \\ &\times \exp[-iz \Delta_z] \left\{ \tilde{A}_{20}(t) \tilde{A}_{10}(t_1) \exp[-\omega_{n1}^2(t-t_1)] + \right. \\ &\left. + \tilde{A}_{10}(t) \tilde{A}_{20}(t_1) \exp[-\omega_{n2}^2(t-t_1)] \right\}, \end{aligned} \tag{10}$$

где $\Delta_z = (\kappa_4^2 - \kappa_1^2)/2k$.

В случае независимости от времени амплитуд волн накачки выражение для временного отклика (10) переписывается следующим образом

$$\begin{aligned} \chi_1(t-t_1, \bar{\kappa}_4) &= 2\chi_0 \tilde{A}_{10} \tilde{A}_{20} ch \left[2\Lambda(\bar{\kappa}_1 \bar{\kappa}_4)(t-t_1) \right] \times \\ &\times \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n^2 \left[(-1)^n \exp(-\beta l) - 1 \right] \left[(-1)^n \exp(-i\Delta_z l) - 1 \right]}{\left[(\pi n/l)^2 + \beta^2 \right] \left[(\pi n/l)^2 - \Delta_z^2 \right]} \times \\ &\times \exp \left\{ -\Lambda \left[(\pi n/l)^2 + \kappa_1^2 + \kappa_4^2 \right] (t-t_1) \right\}. \end{aligned} \tag{11}$$

Здесь $\chi_0 = \frac{2i\pi^2 k \alpha}{n_0 c_p v l^3} \frac{dn}{dT}$, $\beta = 2\alpha + i \frac{\kappa_4^2 - \kappa_1^2}{2k}$.

Знание временного отклика позволяет однозначно определить временную зависимость амплитуды объектной волны

$$\tilde{A}'_4(\bar{\kappa}_4, z=l, t) = \int_0^t \chi(t, t_1, \bar{\kappa}_4) \tilde{A}_{30}^*(\bar{\kappa}_3 = -\bar{\kappa}_4, t_1) dt_1. \quad (12)$$

2. Обсуждение результатов

Численный анализ временного отклика, изменения во времени качества преобразованного излучения проводился для четырёхволнового преобразователя излучения с длиной волны $\lambda=10,6$ мкм в нелинейной среде CCl_4 ($\alpha = 9 \text{ см}^{-1}$, $n_0 = 1,46$, $dn/dT = 5,4 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$, $\Delta c_p v = 1,03 \cdot 10^{-3} \text{ Дж/см} \cdot \text{с} \cdot \text{K}$) [7].

С течением времени модуль временного отклика уменьшается. Характер зависимости $|\chi_1(t-t_1)|$ существенным образом зависит от поперечной составляющей волнового вектора объектной волны $\kappa_4 = |\bar{\kappa}_4|$ (пространственной частоты (рис. 1)).

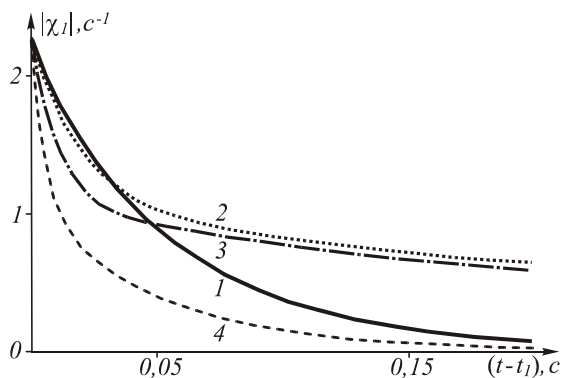


Рис. 1. Вид временного отклика при $l=0,2$ см, $\kappa_1 = 147 \text{ см}^{-1}$, $\kappa_4 = 10 \text{ см}^{-1}$ (1), 100 см^{-1} (2), 200 см^{-1} (3), 300 см^{-1} (4)

Вид временного отклика определяется наличием в нелинейной среде двух тепловых решёток, время записи которых непосредственно связано с периодами этих решёток. Время записи тепловой решётки с пространственной частотой $|\bar{\kappa}_1 - \bar{\kappa}_4|$ больше времени записи тепловой решётки с пространственной частотой $|\bar{\kappa}_1 + \bar{\kappa}_4|$. Это и объясняет при $|\bar{\kappa}_1 - \bar{\kappa}_4| \ll |\bar{\kappa}_1|$ вначале быстрое, а затем медленное изменение во времени модуля временного отклика. Когда периоды тепловых решёток сравнимы, время их записи отличается незначительно и модуль временного отклика монотонно уменьшается во времени.

Для количественной оценки временного отклика будем использовать ширину модуля временного отклика ($\Delta\tau$), определяемую из выражения

$$|\chi(t-t_1 = \Delta\tau, \bar{\kappa}_4)| = \frac{1}{2} |\chi(t-t_1 = 0, \bar{\kappa}_4)|.$$

Значение ширины временного отклика четырёхволнового преобразователя излучения с сопутными волнами накачки расположено в интервале $\Delta\tau_1 \leq \Delta\tau \leq \Delta\tau_2$. Здесь $\Delta\tau_{1,2}$ – ширины времен-

ных откликов четырёхволновых преобразователей излучения при записи в нелинейной среде тепловых решёток с пространственными частотами $|\bar{\kappa}_1 \pm \bar{\kappa}_4|$.

На рис. 2 приведена зависимость ширины модуля временного отклика от пространственной частоты объектной волны при различных толщинах нелинейного слоя. При увеличении пространственной частоты ширина модуля временного отклика сначала возрастает, в окрестности пространственной частоты $\kappa_4 = |\bar{\kappa}_1|$ достигает максимального значения, а затем уменьшается, выходя на некоторое постоянное значение, которое не зависит от толщины нелинейного слоя. Такая зависимость наблюдается при больших толщинах нелинейной среды ($\alpha l < 1$). При малых толщинах ($\alpha l < 1$) с ростом пространственной частоты ширина модуля временного отклика монотонно уменьшается. Такое изменение ширины временного отклика свидетельствует о том, что при малой толщине нелинейной среды уменьшение в два раза модуля временного отклика обусловлено, по-видимому, в основном тепловой решёткой с частотой $|\bar{\kappa}_1 + \bar{\kappa}_4|$.

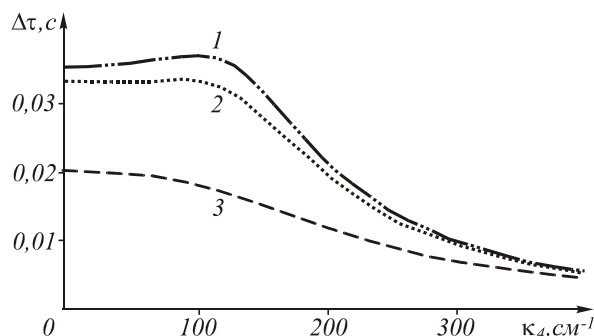


Рис. 2. Зависимость ширины временного отклика от пространственной частоты объектной волны при $\bar{\kappa}_4 \parallel \bar{\kappa}_{1,2}$, $\kappa_1 = 147 \text{ см}^{-1}$, $l = 0,2$ см (1), $0,1$ см (2), $0,03$ см (3)

На рис. 3а, б представлены графики зависимости модуля временного отклика от пространственной частоты объектной волны в разные моменты времени в плоскости волн накачки ($\bar{\kappa}_4 \parallel \bar{\kappa}_{1,2}$) и в плоскости, перпендикулярной плоскости волн накачки ($\bar{\kappa}_4 \perp \bar{\kappa}_{1,2}$). В начальный момент времени модуль временного отклика монотонно уменьшается с ростом пространственной частоты объектной волны. При дальнейшем увеличении времени в плоскости волн накачки на кривой зависимости $|\chi_1|$ от κ_4 на пространственных частотах $\kappa_4 \pm \kappa_1$ появляются два максимума, контраст которых

$$V = \frac{\left\{ |\chi(t-t_1, \kappa_4 = \kappa_1) - \chi(t-t_1, \kappa_4 = 0)| \right\}}{|\chi(t-t_1, \kappa_4 = \kappa_1)|},$$

с течением времени возрастая, достигает значения, равного единице.

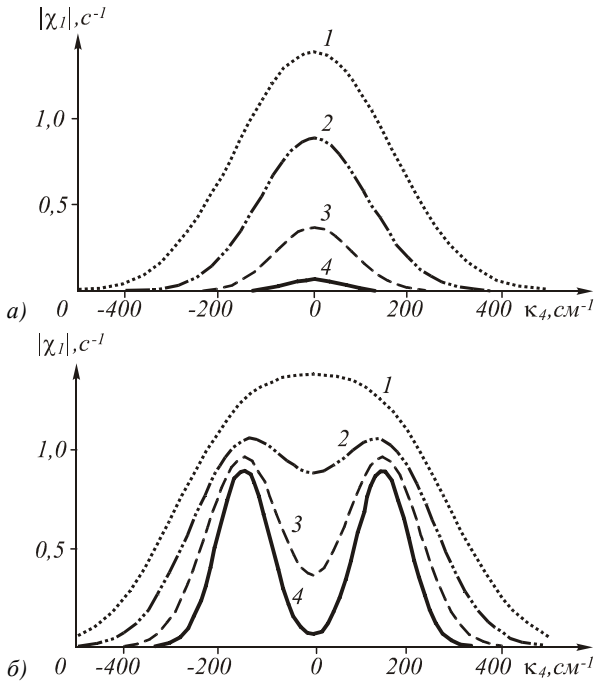


Рис. 3. Зависимость временного отклика от пространственной частоты (а) в плоскости волн накачки и (б) в плоскости, перпендикулярной волнам накачки, при $\kappa_1 = 147 \text{ см}^{-1}$ и $l = 0,2 \text{ см}$ в различные моменты времени $t - t_1 = 0,025 \text{ с}$ (1), $0,05 \text{ с}$ (2), $0,1 \text{ с}$ (3), $0,2 \text{ с}$ (4)

Для анализа временной зависимости качества обращения волнового фронта возьмём сигнальную волну от точечного источника, расположенного на передней грани нелинейного слоя, пространственный спектр которой не меняется во времени $\tilde{A}_{30} = 1$. Тогда пространственный спектр объектной волны на задней грани нелинейного слоя есть

$$\tilde{A}'_4(\bar{\kappa}_4, z = l, t) = \chi_0 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n^2 [(-1)^n \exp(-il\Delta_z) - 1]}{[(\pi n/l)^2 - \Delta_z^2]} \times \left\{ \frac{1 - \exp(-\omega_{n1}^2(t-t_1))}{\omega_{n1}^2} + \frac{1 - \exp(-\omega_{n2}^2(t-t_1))}{\omega_{n2}^2} \right\} \times \frac{[(-1)^n \exp(-\beta l) - 1]}{[(\pi n/l)^2 + \beta^2]} \quad (13)$$

Численный анализ выражения (13) показывает, что, как и модуль временного отклика, в начальный момент времени модуль пространственного спектра объектной волны монотонно уменьшается с ростом пространственной частоты объектной волны (рис. 4). При дальнейшем увеличении времени вблизи пространственных частот объектной волны, равных пространственным частотам волн накачки, появляются два максимума, величина которых, возрастая, выходит на установившееся значение. В качестве количественной характеристики качества обращения волнового фронта бу-

дем использовать полуширину полосы пространственных частот объектной волны ($\Delta\kappa_{1,2}$), которую определим следующим образом: – при монотонном уменьшении модуля пространственного спектра

$$|\tilde{A}'_4(\kappa_4 = \Delta\kappa_1, z = l, t)| = \frac{1}{2} |\tilde{A}'_4(\kappa_4 = 0, z = l, t)|,$$

– при наличии в пространственном спектре двух максимумов

$$|\tilde{A}'_4(\kappa_4 = \kappa_{40} + \Delta\kappa_2, z = l, t)| = \frac{1}{2} |\tilde{A}'_4(\kappa_4 = \kappa_{40}, z = l, t)|.$$

Здесь κ_{40} – пространственная частота объектной волны, при которой значение модуля амплитуды объектной волны максимально. С увеличением угла между векторами $\bar{\kappa}_4$ и $\bar{\kappa}_1$ значение пространственной частоты κ_{40} и величина максимумов уменьшаются.

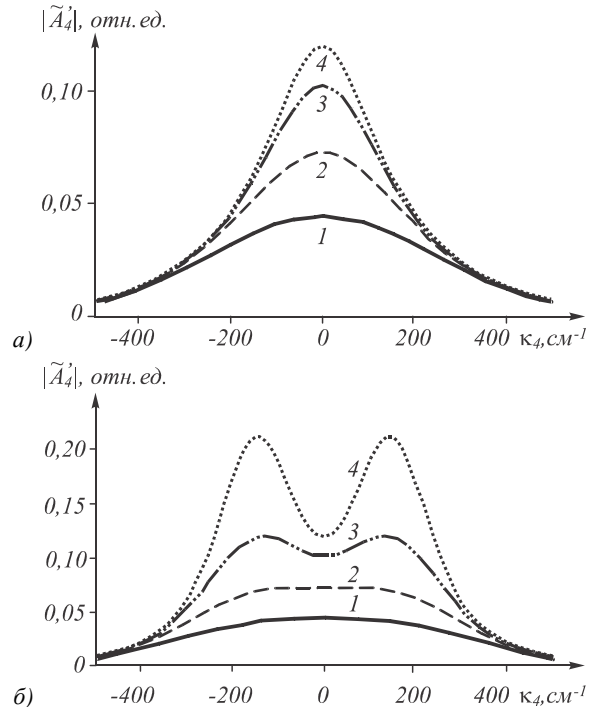


Рис. 4. Зависимость пространственного спектра объектной волны от пространственной частоты (а) в плоскости волн накачки и (б) в плоскости, перпендикулярной волнам накачки, при $\kappa_1 = 147 \text{ см}^{-1}$ и $l = 0,2 \text{ см}$ в различные моменты времени $t - t_1 = 0,025 \text{ с}$ (1), $0,05 \text{ с}$ (2), $0,1 \text{ с}$ (3), $0,2 \text{ с}$ (4)

На рис. 5 приведены временные зависимости полуширины полос пространственных частот в плоскости волн накачки ($\Delta\kappa_1$) и в плоскости, перпендикулярной плоскости волн накачки ($\Delta\kappa_2$). Как и для четырёхволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности со встречными волнами накачки, с течением времени наблюдается уменьшение полуширин полос пространственных частот с последующим выходом на стационарные значения. Качество восстановления волнового фронта ухудшается. Время выхода полуширины полосы про-

пространственных частот на стационарное значение в плоскости волн накачки больше, чем в плоскости, перпендикулярной волнам накачки.

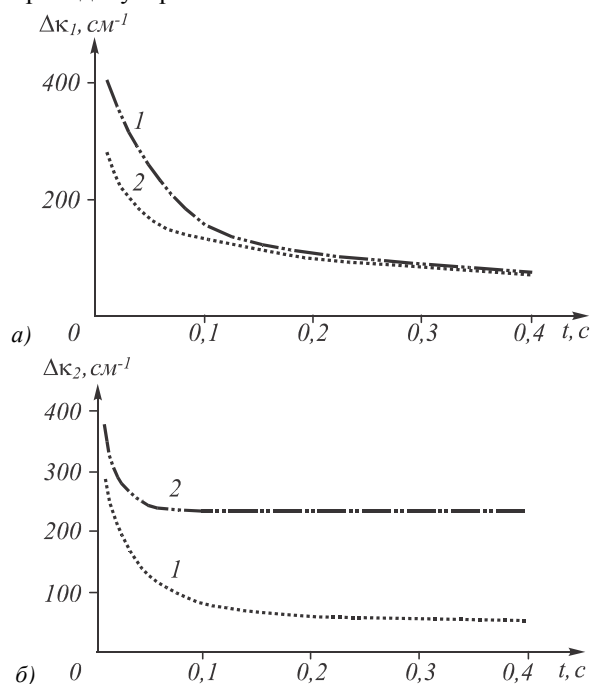


Рис. 5. Временные зависимости полуширин полос пространственных частот (а) в плоскости волн накачки и (б) в плоскости, перпендикулярной плоскости волн накачки, при $l = 0,2$ см и $\kappa_l = 147$ см⁻¹ (1), 300 см⁻¹ (2)

Увеличение угла между волнами накачки не меняет стационарное значение полуширины полосы пространственных частот в плоскости волн накачки и приводит к росту стационарного значения полуширины полосы пространственных частот в плоскости, перпендикулярной волнам накачки. Последнее связано с увеличением периода тепловых решёток, определяющих пространственную селективность четырёхволнового преобразователя излучения в плоскости, перпендикулярной волнам накачки. Время выхода на стационарное значение полуширины полосы пространственных частот с ростом угла между волнами накачки слабо меняется в плоскости волн накачки, уменьшается в плоскости, перпендикулярной волнам накачки.

Заключение

1. В приближении заданного поля по волнам накачки получено аналитическое выражение для временного отклика вырожденного четырёхволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности в схеме с попутными волнами накачки. При больших толщинах нелинейной среды ширина временного отклика максимальна на пространственных частотах объектной волны, величина которых находится вблизи пространственных частот волн накачки.

2. Проанализирована временная динамика пространственного спектра объектной волны от точечного источника. Показано, что в плоскости волн на-

качки увеличение угла между ними не приводит к существенному изменению времени выхода полуширины полосы пространственных частот объектной волны на стационарное значение.

Литература

1. Применение методов Фурье-оптики / под. ред. Г. Старка; пер. с англ. под. ред. И.Н. Компанца. – М.: Радио и связь, 1988. – 536 с.
2. Васильев, Л.А. Обращение волнового фронта при четырёхволновом взаимодействии в среде с тепловой нелинейностью / Л.А. Васильев, М.Г. Галушкин, А.М. Серёгин, Н.В. Чебуркин // Квантовая электроника. – 1982. – Т. 9, № 8. – С. 1571-1575. – ISSN 0368-7147.
3. Петров, М.П. Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации / М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. – Л.: Наука, 1983. – 270 с.
4. Ивахник, В.В. Обращение волнового фронта при четырёхволновом взаимодействии / В.В. Ивахник. – Самара: Самарский университет, 2010. – 246 с. – ISBN 978-5-86465-471-2.
5. Акимов, А.А. Временной отклик четырёхволнового преобразователя излучения на тепловой нелинейности / А.А. Акимов, Е.В. Воробьева, В.В. Ивахник // Компьютерная оптика. – 2011. – Т. 35, № 4. – С. 462-466. – ISSN 0134-2452.
6. Тихонов, А.Н. Уравнения математической физики / А.Н. Тихонов, А.А. Самарский. – М.: Наука, 1977. – 736 с.
7. Басов, Н.Г. Среда для обращения волнового фронта излучения CO₂-лазеров / Н.Г. Басов, В.И. Ковалёв, Ф.С. Файзуллоев // Известия академии наук СССР. Серия физическая. – 1987. – Т. 51, №2. – С. 280-287. – ISSN 0367-6765.

References

1. Applications of optical Fourier transforms / ed. by H. Stark. – Academic Press, New York, 1982. – 545 p.
2. Vasil'ev, L.A. Wavefront reversal in four-wave interaction in a medium with a thermal nonlinearity / L.A. Vasil'ev, M.G. Galushkin, A.M. Seregin, N.V. Cheburkin // Soviet Journal of Quantum Electronics. – 1982. – V. 12, N 8. – P. 1007-1009. – ISSN 0049-1748.
3. Petrov, M.P. Photosensitive electro-optical mediums in holography and optical information processing / M.P. Petrov, S.I. Stepanov, A.V. Khomenko – Leningrad. "Nauka" Publisher, 1983. – 270 p. – (In Russian).
4. Ivakhnik, V.V. Wavefront reversal at four-wave interactions / V.V. Ivakhnik. – Samara: Samara State University Publisher, 2010. – 246 p. – ISBN 978-5-86465-471-2. – (In Russian).
5. Akimov, A.A. The time response of a four-wave converter of radiation on thermal nonlinearity / A.A. Akimov, E.V. Vorobeva, V.V. Ivakhnik // Computer Optics. – 2011. – V. 35, N 4. – P. 462-466. – (In Russian).
6. Tikhonov, A.N. Equations of mathematical physics / A.N. Tikhonov, A.A. Samarskii. – New York: Dover Publications, 1990. – 765 p. – ISBN 0486664228.
7. Basov, N.G. Mediums for wavefront reversal of CO₂-laser radiation / N.G. Basov, V.I. Kovalev, F.S. Faizullov // Bulletin of USSR Academy of Science: Physics. – 1987. – V. 51, N 2. – P. 280-287. – ISSN 0367-6765. – (in Russian).

THE TIME CHARACTERISTICS OF A FOUR-WAVE RADIATION CONVERTER ON THERMAL NONLINEARITY IN THE SCHEME WITH CODIRECTIONAL PUMPING WAVES

A.A. Akimov, E.V. Vorobeva, V.V. Ivakhnik
Samara State University

Abstract

An expression for the time response of degenerate four-wave radiation converter on thermal nonlinearity has been obtained for the scheme with codirectional pumping waves with undepleted pump approximation. The time dependence of spatial spectrum of object wave has been analyzed. It has been shown, that the increase of the angle between pumping waves weakly influences on the outlet time of half-bandwidth of spatial frequencies on steady value at the plane of pumping waves. On the other hand the outlet time of half-bandwidth of spatial frequencies on steady value decreases at the plane which is perpendicular to pumping waves.

Key words: four-wave interaction, thermal nonlinearity, four-wave converter of radiation, time response.

Сведения об авторах



Акимов Александр Александрович, 1988 года рождения. Инженер кафедры оптики и спектроскопии Самарского государственного университета. Область научных интересов: нелинейная оптика, динамическая голография.

E-mail: alexakimov50@mail.ru.

Aleksandr Aleksandrovich Akimov (b.1988). Engineer of Chair of Optics and Spectroscopy of Samara State University. Research interests include nonlinear optics and dynamic holography.

Воробьева Елена Владимировна, 1977 года рождения. Кандидат физико-математических наук, ведущий инженер кафедры оптики и спектроскопии Самарского государственного университета. Область научных интересов: нелинейная оптика, динамическая голография.

E-mail: loginovaely@mail.ru.

Elena Vladimirovna Vorobeva (b.1977). Candidate in Physics & Maths, lead engineer of Chair of Optics and Spectroscopy of Samara State University. Research interests include nonlinear optics and dynamic holography.



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

E-mail: ivakhnik@ssu.samara.ru.

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

Поступила в редакцию 25 декабря 2012 г.