

Влияние распределения частиц по размерам на характеристики четырехволнового преобразователя излучения в прозрачной двухкомпонентной среде

К.Н. Альдебенева, В.В. Ивахник, М.В. Савельев

Самарский национальный исследовательский университет им. акад. С.П. Королева
443086, Российская Федерация, г. Самара
Московское шоссе, 34

Проведен анализ характеристик четырехволнового преобразователя излучения в прозрачной жидкости с учетом нормального распределения по размерам содержащихся в ней наночастиц. Показано, что в зависимостях амплитудного коэффициента отражения и времени выхода на стационарное значение полуширины полосы пространственных частот, вырезаемых таким преобразователем излучения, от дисперсии наблюдаются экстремумы, при которых коэффициент отражения принимает наибольшее, а время выхода наименьшее значения.

Ключевые слова: четырехволновой преобразователь излучения, прозрачная двухкомпонентная среда, распределение частиц по размерам.

Введение

Многокомпонентные среды привлекают внимание исследователей во многом благодаря высоким значениям их нелинейных показателей преломления [1–3]. При использовании четырехволновых преобразователей излучения на основе таких нелинейных сред в системах компенсации фазовых искажений необходимо установить соответствие пространственно-временных структур падающей (сигнальной) и отраженной преобразователем (объектной) волн, что позволит определить пространственные и временные масштабы неоднородностей искажающей среды, которые могут быть скомпенсированы с использованием таких преобразователей [4; 5].

В работах [6–8] проведен анализ пространственных и временных характеристик четырехволнового преобразователя излучения в прозрачной двухкомпонентной среде с учетом геометрии взаимодействия, направления распространения, расходимости волн накачки. В качестве двухкомпонентной среды рассматривалась жидкость с растворенными в ней наночастицами. Считалось, что в среде растворены частицы одного размера. Показано вырезание таким четырехволновым преобразователем излучения в спектре объектной волны полосы пространственных частот вблизи пространственной частоты второй волны накачки. Однако в нели-

нейной среде всегда присутствует разброс наночастиц по размерам [9–12]. Это приводит к зависимости параметров среды (в том числе и теплофизических) от размеров частиц и может оказать существенное влияние на амплитудные и временные характеристики четырехволнового преобразователя излучения [13; 14].

Целью настоящей работы является исследование влияния распределения растворенных в прозрачной жидкости наночастиц по размерам на характеристики четырехволнового преобразователя излучения.

1. Модель четырехволнового взаимодействия

Рассмотрим плоский слой толщиной ℓ прозрачной жидкости, содержащей наночастицы. Будем считать, что в среде распространяются навстречу друг другу две плоские волны накачки с комплексными амплитудами $A_{1,2}(\vec{r}, t) = \tilde{A}_{1,2}(z, t) \exp(-i\vec{k}_{1,2}\vec{r})$ и сигнальная волна с комплексной амплитудой A_3 . Интерференция первой волны накачки и сигнальной волны приводит к зависимости интенсивности излучения, распространяющегося в среде, от пространственных координат. Из-за явления электрострикции происходит пространственное изменение концентрации наночастиц δC , а учет эффекта Дюфура приводит к пространственному изменению

температуры среды δT . Таким образом, в среде записывается фазовая решетка показателя преломления.

В результате дифракции второй волны накачки на этой решетке возникает объектная волна с комплексной амплитудой A_4 , распространяющаяся навстречу сигнальной волне и имеющая волновой фронт, комплексно-сопряженный волновому фронту сигнальной волны.

Уравнение Гельмгольца, описывающее вырожденное четырехволновое взаимодействие в прозрачной нелинейной среде, при условии, что вкладом изменения концентрации наночастиц в изменение комплексного показателя преломления можно пренебречь, имеет вид [6; 7]

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

Здесь $A = \sum_{j=1}^4 A_j$; $k = \omega n_0 c^{-1}$; ω – циклическая частота; n_0 – среднее значение показателя преломления среды; c – скорость света в вакууме; $\frac{dn}{dT}$ – термооптический коэффициент.

Уравнение (1) дополняется системой нестационарных материальных уравнений, описывающих изменения температуры и концентрации [6; 8]

$$\begin{aligned} c_p v \frac{\partial \delta T}{\partial t} &= D_{11} \nabla^2 \delta T + D_{12} \nabla^2 \delta C, \\ \frac{\partial \delta C}{\partial t} &= D_{22} \nabla^2 \delta C + \gamma \nabla^2 I, \end{aligned} \quad (2)$$

где c_p и v – удельная теплоемкость и плотность вещества; D_{11} и D_{22} – коэффициенты теплопроводности и диффузии; D_{12} и γ – коэффициенты, характеризующие эффект Дюфура и явление электрострикции; $I = AA^*$ – интенсивность излучения.

2. Четырехволновое взаимодействие в прозрачной жидкости, содержащей наночастицы одного размера

В приближении заданного поля по волнам накачки ($|A_{1,2}| \gg |A_{3,4}|$), при малом коэффициенте отражения ($|A_4| \ll |A_3|$) из уравнения Гельмгольца (1) и системы материальных уравнений (2) для нелинейной среды, содержащей наночастицы одного размера, в работе [6] получено выражение, устанавливающее связь между временной зависимостью пространственного спектра объектной волны ($\tilde{A}_4(\bar{k}_4, z=0, t, a)$) и временными зависимостями амплитуд волн на-

качки ($\tilde{A}_{1,20}(t)$) и пространственного спектра сигнальной волны ($\tilde{A}_4(\bar{k}_3, z=0, t, a)$) на передней грани нелинейного слоя, вида

$$\begin{aligned} \tilde{A}_4(\bar{k}_4, z=0, t, a) &= -\frac{2\gamma D_{12} k}{c_p v n_0 \ell^2} \frac{dn}{dT} \times \\ &\times \frac{(k_{1z} - k_{3z})^2 + (\bar{k}_2 - \bar{k}_4)^2}{(k_{1z} - k_{3z})(k_{2z} - k_{4z})^2} \times \\ &\times \tilde{A}_{20}(t) \exp[-P(\ell, t)] \times \\ &\times \sum_{s=1}^{\infty} \frac{1 - (-1)^s \exp[-i(k_{2z} - k_{4z})\ell]}{1 - \left(\frac{\pi s}{(k_{2z} - k_{4z})\ell} \right)^2} \times \\ &\times \int_0^t \exp \left\{ -\frac{D_{11}}{c_p v} \left[\left(\frac{\pi s}{\ell} \right)^2 + (\bar{k}_2 - \bar{k}_4)^2 \right] (t - \tau) \right\} \times \\ &\times \int_0^{\tau} \tilde{A}_{10}(\tau') \tilde{A}_{30}^*(\bar{k}_3 = \bar{k}_1 + \bar{k}_2 - \bar{k}_4, \tau') \times \\ &\times \left((\bar{k}_1 - \bar{k}_3)^2 \left\{ \exp[-i(k_{1z} - k_{3z})\ell] - 1 \right\} \times \right. \\ &\times \left[1 - (-1)^s \right] \exp[-D_{22}(\bar{k}_2 - \bar{k}_4)^2(\tau - \tau')] - \\ &- s \sum_{m=1}^{\infty} \left[\left(\frac{\pi m}{\ell} \right)^2 + (\bar{k}_2 - \bar{k}_4)^2 \right] \times \\ &\times \left[\frac{1 - (-1)^{s+m}}{s+m} + \frac{1 - (-1)^{s-m}}{s-m} \right] \times \\ &\times \frac{1 - (-1)^m \exp[-i(k_{1z} - k_{3z})\ell]}{1 - \left(\frac{\pi m}{(k_{1z} - k_{3z})\ell} \right)^2} \times \\ &\times \exp \left\{ -D_{22} \left[\left(\frac{\pi m}{\ell} \right)^2 + (\bar{k}_2 - \bar{k}_4)^2 \right] \times \right. \\ &\left. \left. \times (\tau - \tau') \right\} \right) d\tau' \Bigg] d\tau. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь \bar{k}_j и k_{jz} – поперечная и продольная составляющие волнового вектора \bar{k}_j ;

$$k = |\bar{k}_j|, \quad j = 1 \div 4, \quad \bar{k}_4 = \bar{k}_1 + \bar{k}_2 - \bar{k}_3,$$

$$P(z, t) = i \frac{k}{n_0} \frac{dn}{dT} \int_0^z \delta T_0(z_1, t) dz_1,$$

δT_0 – изменение температуры, обусловленное распространением в среде волн накачки; a – характерный размер наночастиц, определяющий значения коэффициентов диффузии, Дюфура и электрострикции нелинейной среды. Выражение (3) получено при квазиколлинеарной геоме-

трии взаимодействия (волны распространяются под малыми углами к оси Z) при условиях неизменности температуры на гранях нелинейного слоя и отсутствия потока частиц через эти грани.

При стационарном четырехволновом взаимодействии выражение для пространственного спектра объектной волны примет вид

$$\begin{aligned} \tilde{A}_4(\bar{k}_4, z=0, a) = & -i \frac{k\gamma D_{12}}{n_0 D_{11} D_{22}} \frac{dn}{dT} \times \\ & \times \tilde{A}_{10} \tilde{A}_{20} \tilde{A}_{30}^* (\bar{k}_3 = \bar{k}_1 + \bar{k}_2 - \bar{k}_4) \times \\ & \times \left[\frac{1}{2 \operatorname{sh}(|\bar{k}_2 - \bar{k}_4| \ell)} \times \right. \\ & \times \left\{ \exp[-i(k_{1z} - k_{3z}) \ell] - \exp(-|\bar{k}_2 - \bar{k}_4| \ell) \right\} \times \\ & \times \frac{\exp\{[|\bar{k}_2 - \bar{k}_4| - i(k_{2z} - k_{4z})] \ell\} - 1}{|\bar{k}_2 - \bar{k}_4| - i(k_{2z} - k_{4z})} + \\ & + \left\{ \exp[-i(k_{1z} - k_{3z}) \ell] - \exp(|\bar{k}_2 - \bar{k}_4| \ell) \right\} \times \\ & \times \frac{\exp\{-[|\bar{k}_2 - \bar{k}_4| + i(k_{2z} - k_{4z})] \ell\} - 1}{|\bar{k}_2 - \bar{k}_4| + i(k_{2z} - k_{4z})} \left. \right] - \\ & - i \frac{\exp(-i\Delta \ell) - 1}{\Delta}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $\Delta = k_{1z} + k_{2z} - k_{3z} - k_{4z}$ – проекция волновой расстройки на ось Z .

Для сферических наночастиц в качестве характерного размера a выступает их радиус. Тогда коэффициенты диффузии, Дюфура и электрострикции определяются следующим образом [15–17]

$$\begin{aligned} D_{22} = \frac{k_B T_0}{6\pi\eta a}, \quad D_{12} = \frac{3k_B T_0^2 S_T D_{22}}{4\pi C_0 a^3}, \\ \gamma = \frac{4\pi\beta C_0 D_{22}}{cn_0 k_B T_0}, \quad \beta = \varepsilon_l \frac{\varepsilon_p - \varepsilon_l}{\varepsilon_p + 2\varepsilon_l} a^3, \end{aligned} \quad (5)$$

где β , C_0 – поляризуемость и концентрация наночастиц; k_B – постоянная Больцмана; T_0 – температура среды без воздействия излучения; S_T – коэффициент Соре; ε_p и ε_l – диэлектрические проницаемости наночастиц и жидкости; η – вязкость жидкости.

В работе в качестве сигнальной волны рассматривалась волна от непрерывного точечного источника, расположенного на передней грани нелинейного слоя ($\tilde{A}_{30}(\bar{k}_3, t) = 1$). Считалось, что волны накачки с неизменными во времени амплитудами ($\tilde{A}_{1,20}(t) = \tilde{A}_{1,20}$) распространяются строго вдоль оси Z ($\bar{k}_1 = -\bar{k}_2 = 0$). При такой геометрии взаимодействия пространственный

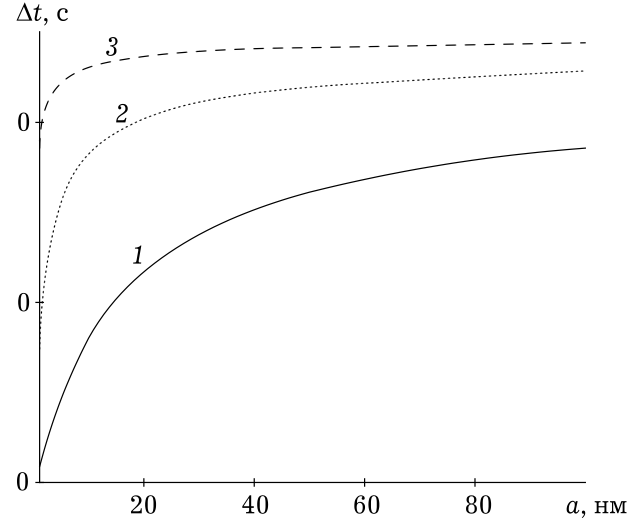


Рис. 1. Зависимость времени выхода полуширины полосы вырезанных пространственных частот от радиуса наночастиц при $\ell = 100$ (1), 300 (2), 1000 мкм (3)

спектр объектной волны обладает осевой симметрией $\tilde{A}_4(\bar{k}_4, z=0, a) = \tilde{A}_4(-\bar{k}_4, z=0, a)$.

В качестве нелинейной среды рассматривался слой воды ($c_p = 4.2 \cdot 10^3$ Дж / (кг · К), $\nu = 10^3$ кг / м³, $D_{11} = 0.5$ Вт / (м · К), $\eta = 10^{-3}$ Па · с, $n_0 = 1.333$ [15]) при температуре $T_0 = 300$ К, содержащий наночастицы. Источником излучения выступала вторая гармоника Nd:YAG-лазера с длиной волны $\lambda = 532$ нм.

Максимальное значение индексов суммирования при численном анализе выражения (3) определялось из условия, что относительное отклонение амплитуды объектной волны при $t \rightarrow \infty$ на пространственной частоте $k_4 = 0.1k$ не превышает 0.1 %, и составляло 50.

В параксиальном приближении с ростом пространственной частоты k_4 наблюдается монотонное увеличение амплитуды пространственного спектра объектной волны с последующим выходом на стационарное значение. Четырехволновой преобразователь излучения «вырезает» из пространственного спектра объектной волны низкие частоты. С течением времени полуширина полосы «вырезанных» преобразователем пространственных частот ($\Delta k(t, a)$), определяемая из решения уравнения

$$\begin{aligned} |\tilde{A}_4(k_4 = \Delta k, z=0, t, a)| = \\ = \frac{1}{2} |\tilde{A}_4(k_4 = 0.1k, z=0, t, a)|, \end{aligned} \quad (6)$$

уменьшается, выходя на установившееся значение [8].

В случае нестационарного режима четырехволнового взаимодействия с течением времени разность между полуширинами полос выреза-

емых пространственных частот, соответствующих нелинейным средам с наночастицами различных фиксированных размеров, уменьшается.

Для характеристики временной динамики пространственного спектра объектной волны введем время выхода на стационарное значение полуширины полосы «вырезанных» пространственных частот (Δt), определяемое из решения уравнения

$$\Delta k(t = \Delta t, a) = 2\Delta k(t \rightarrow \infty, a). \quad (7)$$

На рис. 1 при фиксированных толщинах среды представлены характерные зависимости времени выхода Δt от радиуса наночастиц. Выход кривых на постоянное значение, связан, как следует из (3), с наличием двух механизмов (теплопроводность и диффузия), влияющих на временную динамику пространственного спектра объектной волны. При малых размерах наночастиц временная динамика связана в основном с диффузией частиц, что приводит с ростом их радиуса к уменьшению согласно выражениям (5) коэффициента диффузии и увеличению времени выхода полуширины полосы вырезанных пространственных частот на стационарное значение. При больших размерах наночастиц основное влияние на временную динамику пространственного спектра объектной волны оказывает теплопроводность, время выхода Δt перестает зависеть от размера a .

Представленные на рис. 1 зависимости времени выхода Δt от радиуса наночастиц хорошо аппроксимируются выражением

$$\Delta t(a) = \beta_1 \arctg[\beta_2(a + \beta_3)]. \quad (8)$$

Численный анализ временной динамики пространственного спектра объектной волны показывает, что при фиксированном размере наночастиц зависимость времени выхода Δt от толщины нелинейного слоя можно аппроксимировать выражением

$$\Delta t(\ell) = \alpha_1 \{1 - \exp[-\alpha_2(\ell + \alpha_3)]\}. \quad (9)$$

Уменьшение полуширины полосы вырезаемых пространственных частот с ростом толщины нелинейной среды объясняет увеличение с ростом ℓ времени Δt .

Выражения (8) и (9) справедливы для диапазонов толщин среды ℓ от 300 мкм до 1 мм и радиуса наночастиц a от 1 до 100 нм соответственно. Коэффициенты, входящие в выражение (9), для радиусов частиц $a = 1, 10, 50$ нм принимают значения соответственно $\alpha_1 = 20.4, 23, 24.15$ с; $\alpha_2 = 2.7 \cdot 10^3, 4.9 \cdot 10^3, 5.1 \cdot 10^3$ м, $\alpha_3 = -1.4 \cdot 10^{-4}$,

$-10^{-5}, 1.1 \cdot 10^{-4}$ м. Коэффициенты в (8) для толщин среды $\ell = 100, 300, 1000$ мкм принимают значения $\beta_1 = 12.8, 14.9, 16.8$ с; $\beta_2 = 6.7 \cdot 10^7, 1.9 \cdot 10^8, 3.8 \cdot 10^8$ м $^{-1}$; $\beta_3 = 10^{-9}, 6 \cdot 10^{-9}, 9 \cdot 10^{-9}$ м.

3. Влияние распределения наночастиц по размерам на характеристики четырехволнового преобразователя

Рассмотрим четырехволновое взаимодействие в жидкости, в которой доля наночастиц, имеющих радиус a , меняется в соответствии с функцией распределения $f(a)$. Тогда пространственный спектр объектной волны на передней грани нелинейного слоя можно представить в виде когерентной «суммы» пространственных спектров

$$\begin{aligned} \tilde{A}_4(\bar{k}_4, z = 0, t) &= \\ &= \int_{a_1}^{a_2} \tilde{A}_4(\bar{k}_4, z = 0, t, a) f(a) da. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь a_1 и a_2 – наименьший и наибольший радиус наночастиц, присутствующих в среде.

Из выражения (10) с учетом (4) и (5) следует, что при стационарном четырехволновом взаимодействии учет распределения частиц по размерам не влияет на пространственную селективность четырехволнового преобразователя излучения, меняется лишь амплитуда объектной волны и, следовательно, амплитудный коэффициент отражения

$$\begin{aligned} R &= \left| \frac{\tilde{A}_4(\bar{k}_4 = 0.1k, z = 0)}{\tilde{A}_{30}^*(\bar{k}_3)} \right| = \\ &= G \ell \int_{a_1}^{a_2} \frac{1}{a} f(a) da. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь

$$G = \frac{kk_B T_0^2 S_T \varepsilon_l (\varepsilon_p - \varepsilon_l)}{2\pi \eta c n_0^2 D_{11} (\varepsilon_p + 2\varepsilon_l)} \frac{dn}{dT} \tilde{A}_{10} \tilde{A}_{20}.$$

Предположим, что распределение наночастиц по размерам описывается нормальным распределением [14]

$$f(a) = \frac{f_0}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp\left\{-\frac{(a - a_0)^2}{2\sigma^2}\right\}. \quad (12)$$

где a_0 – средний радиус наночастиц; σ – дисперсия; f_0 – коэффициент, определяемый объемом частиц в жидкости.

Анализ выражения (10) с учетом (3) и (12) показывает, что характер временной зависимости

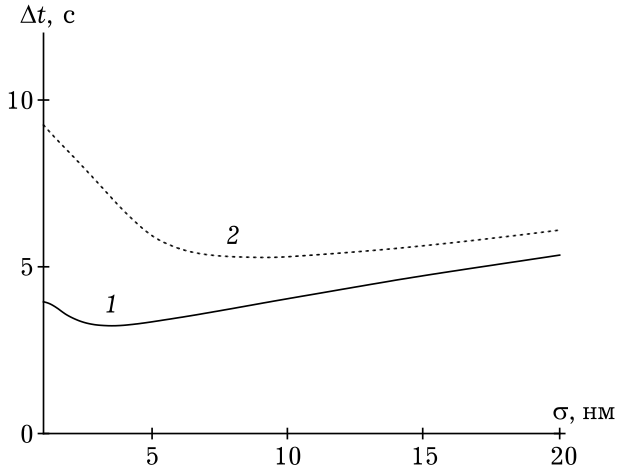


Рис. 2. Зависимость времени выхода полуширины полосы вырезанных пространственных частот от дисперсии в нормальном распределении наночастиц по размерам при толщине среды 100 мкм и среднем радиусе частиц 5 (1), 10 нм (2)

пространственного спектра объектной волны как при наличии в нелинейной среде наночастиц одного размера, так и в случае распределения частиц по размерам качественно совпадает.

На рис. 2 приведены характерные зависимости времени выхода Δt от дисперсии в нормальном распределении наночастиц по размерам.

При фиксированном среднем радиусе наночастиц и толщине среды с ростом дисперсии время выхода полуширины полосы вырезанных четырехволновым преобразователем излучения пространственных частот вначале убывает, достигает минимального значения, затем возрастает с последующим выходом на зависимость, близкую к линейной. Коэффициент пропорциональности в такой зависимости определяется в основном толщиной среды и слабо зависит от среднего размера наночастиц.

При увеличении среднего размера наночастиц от 5 до 10 нм положение минимума σ_{\min} в зависимости Δt от дисперсии в нормальном распределении смещается в область больших значений, не превышая при этом среднего размера частиц ($\sigma_{\min} < a_0$).

На рис. 3 представлены зависимости коэффициента отражения от дисперсии при различных средних размерах наночастиц. Положение и величина максимума коэффициента отражения существенным образом зависят от минимального размера частиц a_1 , учитываемого при интегрировании выражения (10), среднего размера a_0 и слабо зависят от максимального размера частиц a_2 . При расчете кривых считалось, что размер наночастиц меняется от $a_1 = 1$ нм до $a_2 = 100$ нм. Для кривых 1, 2 и 3, приведенных

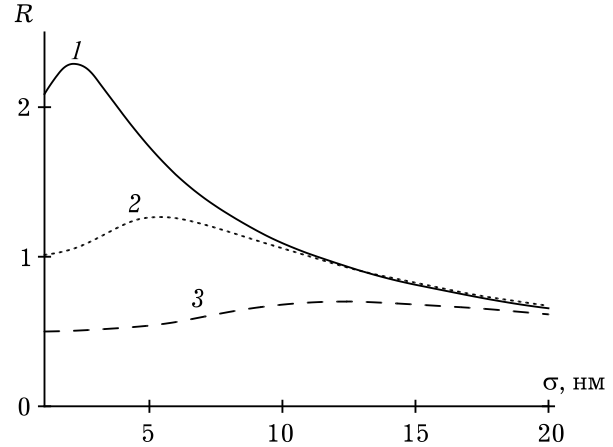


Рис. 3. Зависимость коэффициента отражения от дисперсии при $Gf_0 = 10^{-6}$, $\ell = 1000$ мкм, $a_0 = 5$ (1), 10 (2) и 20 нм (3)

на рис. 3, максимальное значение амплитудного коэффициента отражения больше значения коэффициента отражения при условии, что в нелинейной среде находятся частицы одного размера ($\sigma \rightarrow 0$), на 14.5 %, 26 % и 40 % соответственно.

Наличие экстремальных точек в зависимостях коэффициента отражения, времени выхода Δt от дисперсии в распределении частиц имеет следующее физическое объяснение.

При $\sigma < a_0$ с увеличением дисперсии в распределении наночастиц по размерам возрастает вклад в пространственный спектр объектной волны пространственных спектров волн, наличие которых связано с частицами «малых» размеров ($a < a_0$). Обратная пропорциональная зависимость амплитуды пространственного спектра от размера наночастицы, увеличение с уменьшением размера частицы скорости записи динамических решеток приводит к увеличению коэффициента отражения, уменьшению времени выхода полуширины полосы вырезанных пространственных частот на стационарное значение. При дальнейшем увеличении дисперсии в распределении наночастиц по размерам ($\sigma > a_0$) доля частиц с размерами от a_1 до a_0 уменьшается, возрастает вклад в пространственный спектр объектной волны пространственных спектров волн, связанных с частицами «больших» размеров ($a > a_0$). В результате этого время выхода полуширины вырезанных пространственных частот на стационарное значение начинает плавно увеличиваться, а амплитудный коэффициент отражения уменьшаться.

Заключение

Показано, что для четырехволнового преобразователя излучения в прозрачной двух-

компонентной среде, состоящей из жидкости и наночастиц, учет распределения частиц по размерам, не меняя характера динамики пространственного спектра объектной волны, оказывает существенное влияние на величину амплитудного коэффициента отражения, время выхода полуширины полосы вырезанных пространственных частот на стационарное значение. Увеличение дисперсии в распределении наночастиц по размерам приводит вначале к росту, а затем к уменьшению амплитудного коэффициента отражения. При этом время выхода полуширины полосы вырезаемых пространственных частот вначале уменьшается, а затем плавно увеличивается. Увеличение среднего радиуса наночастиц приводит к смещению экстремумов в зависимостях $\Delta t(\sigma)$ и $R(\sigma)$ в область больших дисперсий.

Список литературы

- Smith P.W., Ashkin A., Tomlinson W.J. Four-wave mixing in an artificial Kerr medium // *Optics Letters*. 1981. Vol. 6. № 6. P. 284–286.
- Freysz E., Laffon E., Ducasse A. Phase conjugation used as a test of the local and nonlocal characteristics of optical nonlinearities of microemulsions // *Optics Letters*. 1991. Vol. 16. № 21. P. 1644–1646.
- Концентрационная нелинейность суспензии прозрачных микросфер под действием градиентной силы в поле периодически модулированного лазерного излучения / А.А. Афанасьев [и др.] // *Квантовая электроника*. 2016. Т. 46. № 10. С. 891–894.
- Компенсация фазовых искажений при вырожденном четырехчастотном взаимодействии / Э.С. Воронин [и др.] // *Квантовая электроника*. 1979. Т. 6. № 9. С. 2009–2015.
- Дмитриев В.Г. Нелинейная оптика и обращение волнового фронта. М.: Физматлит, 2003. 256 с.
- Ивахник В.В., Савельев М.В. Пространственная селективность четырехволнового преобразователя излучения в прозрачной двухкомпонентной среде в схеме с попутными волнами накачки // *Компьютерная оптика*. 2016. Т. 40. № 3. С. 322–330.
- Ivakhnik V.V., Savel'ev M.V. Degenerate four-wave mixing in transparent two-component medium considering spatial structure of the pump waves // *Journal of Physics: Conference Series*. 2016. Vol. 737. P. 012007.
- Ивахник В.В., Савельев М.В. Нестационарное четырехволновое взаимодействие в прозрачной двухкомпонентной среде // *Компьютерная оптика*. 2018. Т. 42. № 2. С. 227–235.
- Smith P.W., Maloney P.J., Ashkin A. Use of a liquid suspension of dielectric spheres as an artificial Kerr medium // *Optics Letters*. 1982. Vol. 7. № 8. P. 347–349.
- Bloemer M.J., Haus J.W., Ashley P.R. Degenerate four-wave mixing in colloidal gold as a function of particle size // *Journal of the Optical Society of America B*. 1990. Vol. 7. № 5. P. 790–795.
- Wu J., Xiang D., Gordon R. Characterizing gold nanorods in aqueous solution by acoustic vibrations probed with four-wave mixing // *Optics Express*. 2016. Vol. 24. № 12. P. 12458–12465.
- Four-wave-mixing approach to in situ detection of nanoparticles / A. Gerakis [et al.] // *Physical Review Applied*. 2018. Vol. 9. P. 014031.
- Optical nonlinearities of a high concentration of small metal particles dispersed in glass: copper and silver particles / K. Uchida [et al.] // *Journal of the Optical Society of America B*. 1994. Vol. 11. № 7. P. 1236–1243.
- Жукова В.А., Ивахник В.В., Никонов В.И. Запись динамической голограммы в обратимой ФХС с учетом распределения фотохромных частиц по нормальному закону // *Вестник СамГУ*. 1998. № 4(10). С. 160–165.
- Ливашвили А.И., Костина Г.В., Якунина М.И. Динамика температуры прозрачной наножидкости, находящейся под воздействием периодического светового поля // *Оптический журнал*. 2013. Т. 80. № 2. С. 71–74.
- Де Гроот С., Мазур П. Неравновесная термодинамика. М.: Мир, 1964. 456 с.
- Tabiryany N.V., Luo W. Soret feedback in thermal diffusion of suspension // *Physical Review E*. 1998. Vol. 57. № 4. P. 4431–4440.

Influence of the particle size distribution on the characteristics of a four-wave radiation converter in a transparent two-component medium

K.N. Aldebeneva, V.V. Ivakhnik, M.V. Savelyev

The characteristics of the four-wave radiation converter in a transparent liquid have been analyzed with considering the normal size distribution of nanoparticles contained in it. Shown that in the dependences of the amplitude reflection coefficient and the output time of the band half-width of spatial frequencies cut out by such a radiation converter to steady-state value from dispersion there are extremes at which the reflection coefficient takes the greatest value and the output time takes the smallest value.

Keywords: four-wave radiation converter, transparent two-component medium, particle size distribution.