

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СЕЛЕКТИВНОСТЬ КВАЗИВЫРОЖДЕННОГО ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ НА РЕЗОНАНСНОЙ И ТЕПЛОВОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЯХ ПРИ БОЛЬШИХ КОЭФФИЦИЕНТАХ ОТРАЖЕНИЯ

© 2012 А.А. Акимов, В.В. Ивахник, В.И. Никонов

Самарский государственный университет

Поступила в редакцию 22.05.2012

Для квазивырожденного четырехволнового преобразователя излучения на резонансной и тепловой нелинейностях при различных соотношениях между частотами волн накачки получены зависимости коэффициентов отражения (пропускания) и полуширины полосы пространственных частот объектной (сигнальной) волны от интенсивности волн накачки. При больших коэффициентах отражения исследовано влияние разности между частотами волн накачки на качество обращения волнового фронта. Ключевые слова: обращение волнового фронта, четырехволновой преобразователь, резонансная нелинейность, тепловая нелинейность.

ВВЕДЕНИЕ

Невырожденный четырехволновой преобразователь излучения позволяет получить волну с обращенным волновым фронтом (ОВФ) с одновременным переводом излучения с одной частоты на другую [1-4]. Именно для невырожденного четырехволнового преобразователя излучения получен коэффициент отражения $5 \cdot 10^5$ [5]. До настоящего времени анализ качества ОВФ при квазивырожденном четырехволновом взаимодействии в средах с резонансной, тепловой нелинейностями проводился, как правило, в приближении малого коэффициента отражения, когда не учитываются динамическая решетка, возникающая при интерференции объектной волны и второй волны накачки, самодифракция волн накачки на динамических решетках [6-7].

Анализ характеристик вырожденного четырехволнового преобразователя на тепловой нелинейности, квазивырожденного четырехволнового преобразователя на керровской нелинейности показывает, что величина коэффициента отражения оказывает существенное влияние на соответствие пространственных спектров сигнальной и объектной волн [8-9].

При четырехволновом взаимодействии в поглощающих средах, например, в средах с резонансной нелинейностью существенный вклад в объектную волну может быть обусловлен нали-

Акимов Александр Александрович, инженер кафедры оптики и спектроскопии. E-mail: alex-akitov50@mail.ru
Ивахник Валерий Владимирович, доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой оптики и спектроскопии, декан физического факультета. E-mail: ivakhnik@samsu.ru
Никонов Владимир Иванович, кандидат физико-математических наук, доцент кафедры оптики и спектроскопии. E-mail: nikonov@samsu.ru

чием тепловой нелинейности. Несомненный интерес представляет изучение качества обращения волнового фронта квазивырожденным четырехволновым преобразователем излучения $\omega_1 + \omega_2 - \omega_1 = \omega_2$ на резонансной и тепловой нелинейностях при больших коэффициентах отражения.

1. Вывод выражений, описывающих квазивырожденное четырехволновое взаимодействие

Пусть в плоском слое с резонансной и тепловой нелинейностями толщиной ℓ распространяются навстречу друг другу две волны накачки с комплексными амплитудами A_1 и A_2 и сигнальная волна с амплитудой A_3 . В результате четырехволнового взаимодействия $\omega_1 + \omega_2 - \omega_1 = \omega_2$ генерируется объектная волна с комплексной амплитудой A_4 .

Исходные скалярные уравнения, описывающие четырехволновое взаимодействие в нелинейной среде, есть [8]

$$\left(\nabla^2 + k_1^2 + \frac{2k_1^2}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T - \frac{2ik_1^2 \alpha_0}{1+bl} \right) (A_1 + A_3 + A_1^* + A_3^*) = 0, \quad (1)$$

$$\left(\nabla^2 + k_2^2 + \frac{2k_2^2}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T - \frac{2ik_2^2 \alpha_0}{1+bl} \right) (A_2 + A_4 + A_2^* + A_4^*) = 0. \quad (2)$$

Здесь $I = AA^*$, $A = \sum_{j=1}^4 A_j$, n_0 – среднее значение показателя преломления,

$k_{1,2} = \frac{\omega_{1,2} n_0}{c}$ – волновое число, δT – изменение температуры, обусловленное выделением тепла при поглощении излучения, $\alpha_0 = N\sigma_{12}$ – начальный коэффициент поглощения, N – концентрация частиц,

b – параметр, представляющий собой комбинацию сечений поглощения и скоростей релаксации между энергетическими состояниями резонансной среды. В случае среды, моделируемой трехуровневой схемой энергетических уровней с учетом возбужденных синглетного и триплетного уровней, имеем

$$b = \frac{\sigma_{12}(\delta_{31} + \delta_{23}) + \sigma_{21}\delta_{31}}{[\delta_{31}(\delta_{21} + \delta_{23})]\hbar\omega_1},$$

где σ_{ij} и δ_{ij} – сечения поглощения и вероятности безызлучательных переходов между i и j энергетическими уровнями.

Уравнение (1) дополняется уравнением Пуассона

$$\nabla^2 \delta T + \frac{\alpha_0 I}{\Lambda c_p \nu (1 + bI)} = 0, \quad (3)$$

где Λ – температуропроводность, c_p – удельная теплоемкость, ν – объемная плотность вещества. При записи уравнений (1)-(3) не учитывалась зависимость коэффициента поглощения, среднего значения показателя преломления, параметра b от частоты волны.

Будем рассматривать четырехволновое взаимодействие при следующих условиях:

1. в нелинейной среде распространяются четыре волны;

2. справедливо приближение заданного поля по волнам накачки;

3. учитываются динамические решетки, возникающие при интерференции первой волны накачки и сигнальной волны, при интерференции объектной волны и второй волны накачки;

4. учитывается самодифракция волн накачки в сигнальную и объектную волны.

Выражение для интенсивности взаимодействующих волн имеет вид

$$I = I_0 + A_1 A_3^* + A_1^* A_3 + A_2 A_4^* + A_2^* A_4.$$

Здесь $I_0 = A_1 A_1^* + A_2 A_2^*$. С учетом выражения для интенсивности изменение температуры можно представить в виде суммы быстро (δT_{31} , δT_{42}) и медленно (δT_0) меняющихся в зависимости от координат составляющих

$$\delta T = \delta T_0 + \delta T_{31} + \delta T_{42} + \delta T_{31}^* + \delta T_{42}^*.$$

Пусть волны накачки плоские

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

Сигнальную и объектную волны разложим по плоским волнам

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

где \vec{r} и z – поперечная и продольная составляющие радиус-вектора \vec{r} .

Быстро осциллирующие составляющие температуры разложим по гармоническим решеткам

$$\begin{aligned} \delta T_{31}(\vec{r}) &= \int_{-\infty}^{\infty} \delta \tilde{T}_{31}(\vec{k}_{T1}, z) \exp(-i\vec{k}_{T1}\vec{r}) d\vec{k}_{T1}, \\ \delta T_{42}(\vec{r}) &= \int_{-\infty}^{\infty} \delta \tilde{T}_{42}(\vec{k}_{T2}, z) \exp(-i\vec{k}_{T2}\vec{r}) d\vec{k}_{T2}. \end{aligned} \quad (5)$$

С учетом приближения медленно меняющихся амплитуд волновые уравнения (1)-(2) распадаются на систему уравнений вида

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{A}_1}{dz} + \frac{ik_1}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0 \tilde{A}_1 + \frac{\alpha_0}{(1+bI_0)} \tilde{A}_1 &= 0, \\ \frac{d\tilde{A}_2}{dz} - \frac{ik_2}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0 \tilde{A}_2 - \frac{\alpha_0}{(1+bI_0)} \tilde{A}_2 &= 0, \\ \frac{d\tilde{A}_3}{dz} + \frac{ik_1}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0 \tilde{A}_3 + \frac{\alpha_0}{(1+bI_0)} \tilde{A}_3 &= -\frac{ik_1}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta \tilde{T}_{42} \tilde{A}_1 - \\ - \frac{ik_1}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta \tilde{T}_{31} \tilde{A}_1 + \frac{\alpha_0 b}{(1+bI_0)^2} \tilde{A}_1^* \tilde{A}_3 \tilde{A}_1 + \frac{\alpha_0 b}{(1+bI_0)^2} \tilde{A}_1 \tilde{A}_2 \tilde{A}_1^* \exp(-i\Delta z), & \\ \frac{d\tilde{A}_4}{dz} - \frac{ik_2}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta T_0 \tilde{A}_4 - \frac{\alpha_0}{(1+bI_0)} \tilde{A}_4 &= \frac{ik_2}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta \tilde{T}_{31} \tilde{A}_2 + \\ + \frac{ik_2}{n_0} \frac{dn}{dT} \delta \tilde{T}_{42} \tilde{A}_2 - \frac{\alpha_0 b}{(1+bI_0)^2} \tilde{A}_2^* \tilde{A}_4 \tilde{A}_2 - \frac{\alpha_0 b}{(1+bI_0)^2} \tilde{A}_1 \tilde{A}_2 \tilde{A}_3^* \exp(-i\Delta z). & \end{aligned} \quad (6)$$

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

Уравнение Пуассона распадается на три уравнения

$$\begin{aligned} \nabla^2 \delta T_0 + \frac{\alpha_0 I_0}{\Lambda c_p \nu (1+bI_0)} &= 0, \\ \left(\frac{d^2}{dz^2} - \kappa_{T1}^2 \right) \delta \tilde{T}_{31} + \frac{\alpha_0 \tilde{A}_1 \tilde{A}_3^* \exp[-i(k_{1z} - k_{3z})z]}{\Lambda c_p \nu (1+bI_0)^2} &= 0, \quad (7) \\ \left(\frac{d^2}{dz^2} - \kappa_{T2}^2 \right) \delta \tilde{T}_{42} + \frac{\alpha_0 \tilde{A}_2 \tilde{A}_4^* \exp[-i(k_{2z} - k_{4z})z]}{\Lambda c_p \nu (1+bI_0)^2} &= 0. \end{aligned}$$

Системы уравнений (6)-(7) записаны при условии что $\vec{k}_{T1} = \vec{k}_1 - \vec{k}_3$, $\vec{k}_{T2} = \vec{k}_2 - \vec{k}_4$.

Системы уравнений (6)-(7) необходимо дополнить граничными условиями: на амплитуды взаимодействующих волн

$$\begin{aligned} \tilde{A}_1(z=0) &= \tilde{A}_{10}, \quad \tilde{A}_2(z=\ell) = \tilde{A}_{20}, \\ \tilde{A}_3(\kappa_3, z=0) &= \tilde{A}_{30}(\kappa_3), \quad \tilde{A}_4(\kappa_4, z=\ell) = 0; \end{aligned} \quad (8)$$

на изменение температуры

$$\begin{aligned} \delta T_0(z=0) &= \delta T_0(z=\ell) = 0, \\ \delta T_{31}(z=0) &= \delta T_{31}(z=\ell) = 0, \\ \delta T_{42}(z=0) &= \delta T_{42}(z=\ell) = 0. \end{aligned} \quad (9)$$

Граничные условия на изменения температу-

ры записаны при условии неизменности температуры на гранях нелинейного слоя.

Решение первых двух уравнений системы (4) есть

$$\begin{aligned} \tilde{A}_1(z) &= \tilde{A}_{10} \exp[-C_1(z)], \\ \tilde{A}_2(z) &= \tilde{A}_{20} \exp[-C_2(\ell) + C_2(z)]. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь

$$C_{1,2}(z) = \frac{ik_{1,2}}{n_0} \frac{dn}{dT} \int_0^z \delta T_0(z_1) dz_1 + C_0(z),$$

$$C_0(z) = \int_0^z \left(\frac{\alpha_0}{[1 + bI_0(z_1)]} \right) dz_1.$$

Сделаем замену $\tilde{A}_3 = \tilde{A}'_3 \cdot \exp[-C_1(z)]$, $\tilde{A}_4 = \tilde{A}'_4 \cdot \exp[-C_2(\ell) + C_2(z)]$. Тогда уравнения, описывающие изменение пространственных спектров сигнальной и объектной волн по мере их распространения в нелинейной среде, примут вид

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{A}_3}{dz} &= -\frac{ik_1}{n_0} \frac{dn}{dT} \tilde{A}_{10} (\delta\tilde{T}_{z_1} + \delta\tilde{T}_{z_2}) \exp[-i(k_{1z} - k_{2z})z] + \frac{\alpha_0 b}{(1 + bI_0)^2} \tilde{A}'_3 \tilde{A}'_3 \exp[-2C_0(z)] + \\ &+ \frac{\alpha_0 b}{(1 + bI_0)^2} \tilde{A}'_3 \tilde{A}'_4 \exp[-i\Delta z - 2C_0(\ell) + 2C_0(z)], \\ \frac{d\tilde{A}_4}{dz} &= \frac{ik_2}{n_0} \frac{dn}{dT} \tilde{A}_{20} (\delta\tilde{T}_{z_1} + \delta\tilde{T}_{z_2}) \exp[-i(k_{2z} - k_{4z})z] - \frac{\alpha_0 b}{(1 + bI_0)^2} \tilde{A}'_4 \tilde{A}'_4 \exp[-2C_0(\ell) + 2C_0(z)] - \\ &- \frac{\alpha_0 b}{(1 + bI_0)^2} \tilde{A}'_3 \tilde{A}'_4 \exp[-i\Delta z - 2C_0(z)]. \end{aligned} \quad (11)$$

Уравнения для пространственных спектров тепловых решеток примут вид

$$\begin{aligned} \left(\frac{d^2}{dz^2} - \kappa_{T1}^2 \right) \delta\tilde{T}_{z1} + \frac{\alpha_0 \tilde{A}'_3 \tilde{A}'_3 \exp[-i(k_{1z} - k_{2z})z - 2C_0(z)]}{\Lambda_c \nu (1 + bI_0)^2} &= 0, \\ \left(\frac{d^2}{dz^2} - \kappa_{T2}^2 \right) \delta\tilde{T}_{z2} + \frac{\alpha_0 \tilde{A}'_3 \tilde{A}'_4 \exp[-i(k_{2z} - k_{4z})z - 2C_0(\ell) + 2C_0(z)]}{\Lambda_c \nu (1 + bI_0)^2} &= 0. \end{aligned} \quad (12)$$

В параксиальном приближении при распространении плоских волн накачки строго вдоль оси Z имеем

$$k_{1z} - k_{3z} = \frac{\kappa^2}{2k_1}, \quad k_{2z} - k_{4z} = -\frac{\kappa^2}{2k_2},$$

$$\Delta = \frac{\kappa^2}{2} \left(\frac{1}{k_1} - \frac{1}{k_2} \right).$$

где $\kappa = |\vec{\kappa}_{T1}| = |\vec{\kappa}_{T2}| = |\vec{\kappa}_3| = |\vec{\kappa}_4|$.

Системы уравнений (11) - (12) с учетом граничных условий позволяют численными методами однозначно определить связь между пространственными спектрами сигнальной и объектной волнами при наличии как резонансной, так и тепловой нелинейностей.

В частном случае, когда резонансная нели-

нейность отсутствует ($b = 0$) из (11)-(12), имеем систему двух связанных дифференциальных уравнений третьей степени, описывающих изменение комплексных амплитуд сигнальной и объектной волн, вида

$$\begin{aligned} \frac{d^3 \tilde{A}'_3}{dz^3} + i \frac{\kappa^2}{k_1} \frac{d^2 \tilde{A}'_3}{dz^2} - \left[\kappa^2 + \left(\frac{\kappa^2}{2k_1} \right)^2 \right] \frac{d\tilde{A}'_3}{dz} - i G_1 \tilde{A}'_3 \exp(-2\alpha z) &= \\ = i G_1 \tilde{A}'_4 \exp \left[i \frac{\kappa^2}{2} \left(\frac{1}{k_2} - \frac{1}{k_1} \right) z + 2\alpha(z - \ell) \right], \\ \frac{d^3 \tilde{A}'_4}{dz^3} + i \frac{\kappa^2}{k_2} \frac{d^2 \tilde{A}'_4}{dz^2} - \left[\kappa^2 + \left(\frac{\kappa^2}{2k_2} \right)^2 \right] \frac{d\tilde{A}'_4}{dz} - i G_2 \tilde{A}'_4 \exp[2\alpha(z - \ell)] &= \\ = i G_2 \tilde{A}'_3 \exp \left[-i \frac{\kappa^2}{2} \left(\frac{1}{k_2} - \frac{1}{k_1} \right) z - 2\alpha z \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь $G_{1,2} = \frac{k_{1,2}}{n_0} \frac{dn}{dT} \frac{\alpha_0}{\Lambda_c \nu} (A_{1,20}^0)^2$, $G^2 = G_1 G_2$.

Наряду с граничными условиями (8) система уравнений (13) должна быть дополнена граничными условиями

$$\left. \frac{d\tilde{A}'_3}{dz} \right|_{z=0} = \left. \frac{d\tilde{A}'_4}{dz} \right|_{z=\ell} = 0, \quad \left. \frac{d\tilde{A}'_4}{dz} \right|_{z=0} = \left. \frac{d\tilde{A}'_3}{dz} \right|_{z=\ell} = 0, \quad (14)$$

вытекающими из неизменности температуры на гранях нелинейного слоя.

2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 1 при равных интенсивностях волн накачки приведены характерные зависимости от нормированной интенсивности волны накачки амплитудного коэффициента отражения (R) объектной волны и амплитудного коэффициента пропускания (K) сигнальной волны

$$R = \frac{|\tilde{A}_4(\vec{\kappa} = 0, z = 0)|}{|\tilde{A}'_3(\vec{\kappa} = 0, z = 0)|}, \quad K = \frac{|\tilde{A}_3(\vec{\kappa} = 0, z = \ell)|}{|\tilde{A}'_4(\vec{\kappa} = 0, z = 0)|},$$

полученные путем численного анализа систем уравнений (11)-(12). При условии $k_1 > k_2$ с увеличением интенсивности волн накачки вначале наблюдается возрастание, а затем уменьшение коэффициентов отражения и пропускания. При $k_1 < k_2$ на максимуме кривой зависимости коэффициента отражения от интенсивности волн накачки наблюдается появление дополнительных максимумов. Причем величина этих дополнительных максимумов возрастает с увеличением разности частот сигнальной и объектной волн.

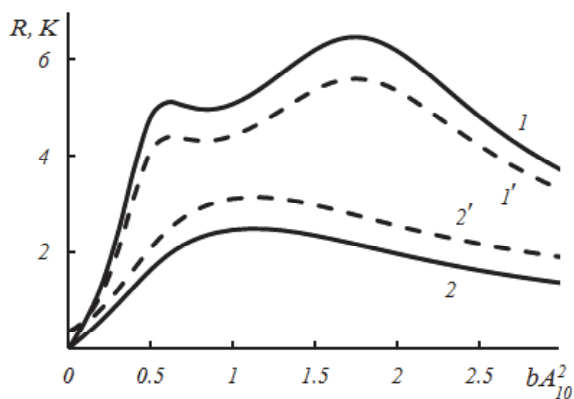


Рис. 1. Зависимость амплитудных коэффициентов отражения (1, 2) и пропускания (1', 2') от интенсивности волн накачки при $k\ell = 5 \cdot 10^3$, $\alpha_0\ell = 1$, $k_1 = 0.75k_2$ (1, 1'), $k_1 = 1.5k_2$ (2, 2')

При условии $k_1 > k_2$ и фиксированных параметрах нелинейной среды, интенсивности волн накачки увеличение пространственной частоты объектной волны приводит к монотонному уменьшению модуля амплитуды пространственного спектра объектной волны. Аналогичная зависимость модуля амплитуды пространственного спектра объектной волны наблюдается и при $k_1 < k_2$ в области монотонного увеличения или уменьшения коэффициента отражения с ростом интенсивности волн накачки. В области изменения интенсивности волн накачки, в которой наблюдаются дополнительные максимумы коэффициентов отражения и пропускания, происходит смещение максимума пространственного спектра объектной волны в сторону больших пространственных частот.

Для характеристики пространственной селективности четырехволнового преобразователя при условии монотонного уменьшения с ростом пространственной частоты модулей пространственных спектров объектной и сигнальной волн введем полуширины полос пространственных частот объектной ($\Delta\kappa$) и сигнальной ($\Delta\kappa'$) волн, определяемые из выражений [8]

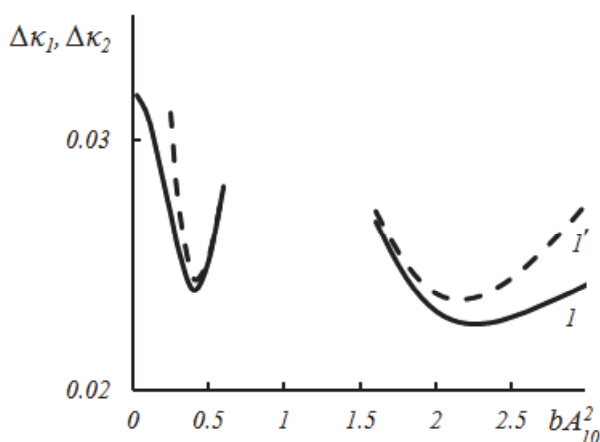
$$|\tilde{A}_4(\kappa = \Delta\kappa, z = 0)| = \frac{1}{2} |\tilde{A}_4(\kappa = 0, z = 0)|,$$

$$|\tilde{A}_3(\kappa = \Delta\kappa', z = \ell)| = \frac{1}{2} |\tilde{A}_3(\kappa = 0, z = \ell)|.$$

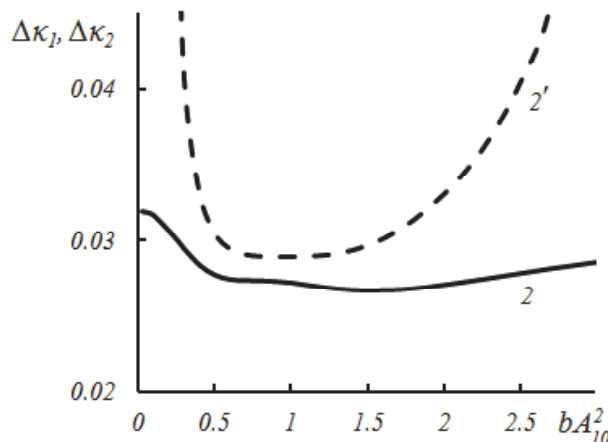
Качество обращения волнового фронта обратно пропорционально полуширине полосы пространственных частот. Наблюдается корреляция между изменением в зависимости от интенсивности волн накачки коэффициентов отражения, пропускания и полуширинами полос пространственных частот. Нормированные полуширины полос пространственных частот

$$\left(\Delta\kappa_1 = \Delta\kappa \sqrt{\frac{\ell}{2k_1}}, \Delta\kappa_2 = \Delta\kappa' \sqrt{\frac{\ell}{2k_1}} \right)$$

с ростом коэффициента отражения (пропускания) уменьшаются (рис. 2.а). Причем, чем быстрее с ростом интенсивности увеличиваются (уменьшаются) коэффициенты R и K , тем сильнее изменяются значения величин $\Delta\kappa_1$ и $\Delta\kappa_2$. Увеличение при равных интенсивностях волн накачки разности их частот приводит, как правило, к уменьшению коэффициентов отражения и пропускания, а значит к меньшему изменению полуширин про-



а)



б)

Рис. 2. Зависимость полуширины полосы пространственных частот объектной (1, 2) и полуширины полосы пространственных частот сигнальной волн (1', 2') от интенсивности волн накачки

при $k\ell = 5 \cdot 10^3$, $\alpha_0\ell = 1$, $\tilde{A}_{10}^2 = \tilde{A}_{20}^2$; а - $k_1 = 0.75k_2$; б - $k_1 = 1.5k_2$

пространственных частот объектной и сигнальной волн по мере изменения интенсивности волн накачки (рис.2.б).

На рис. 3 в случае наличия только тепловой нелинейности ($b = 0$) приведены зависимости коэффициента отражения, полуширины полосы пространственных частот объектной волны от интенсивности волн накачки, полученные при численном анализе системы уравнений (13). Если при вырожденном четырехволновом взаимодействии увеличение интенсивности волн накачки приводит к росту коэффициентов R и K и к уменьшению величин Δk_1 и Δk_2 , то при квазивырожденном взаимодействии увеличение разности частот между волнами накачки приводит вначале к уменьшению скорости изменения полуширин объектной и сигнальной волн с ростом интенсивности волн накачки. При дальнейшем увеличении разности частот волн накачки скорость изменения Δk_1 и Δk_2 с увеличением интенсивности волн накачки, изменив знак, вновь возрастает.

В отличие от квазивырожденного четырехволнового преобразователя на керровской нелинейности, у которого при равных интенсивностях волн накачки с ростом частоты второй волны накачки коэффициент отражения монотонно увеличивается [8], для квазивырожденного четырехволнового преобразователя на тепловой нелинейности такая зависимость наблюдается лишь при малой интенсивности волн накачки. С ростом интенсивности волн накачки (а значит и коэффициента отражения) на кривой зависимости коэффициента отражения от соотношения между волновыми числами волн накачки наблюдается максимум, а на кривой зависимости полуширины полосы пространственных частот объектной волны – минимум, положения которых с увеличением интенсивности волн накач-

ки сдвигаются в сторону больших значений отношения волновых чисел (рис. 4).

Как отмечалось в работе [9] на характеристики четырехволнового преобразователя излучения при больших коэффициентах отражения влияют два процесса: самодифракция волн накачки и перекачка энергии из сигнальной волны в объектную и наоборот. С увеличением интенсивности волн накачки процесс самодифракции волн накачки приводит к росту, а процесс перекачки энергии к уменьшению полуширин полос пространственных частот. При квазивырожденном взаимодействии наличие дополнительной волновой расстройки приводит к уменьшению влияния на характеристики четырехволнового преобразователя процесса перекачки энергии из сигнальной волны в объектную и наоборот, и, как следствие этого, к росту значений величин Δk_1

и Δk_2 с увеличением интенсивности волн накачки. Подбором соотношения между интенсивностями волн накачки можно частично скомпенсировать волновую расстройку, связанную с отличием частот взаимодействующих волн. Численный анализ уравнений (13) показывает, что при выполнении условия

$$k_1 A_{10}^2 = k_2 A_{20}^2 \quad (15)$$

зависимости от интенсивности волн накачки коэффициентов R и K , полуширин полос Δk_1 и Δk_2 для вырожденного и квазивырожденного четырехволновых преобразователей излучения на тепловой нелинейности совпадают.

При квазивырожденном взаимодействии на керровской нелинейности условие (15) означает отсутствие в волновой расстройке составляющей, связанной с интенсивностями волн накачки.

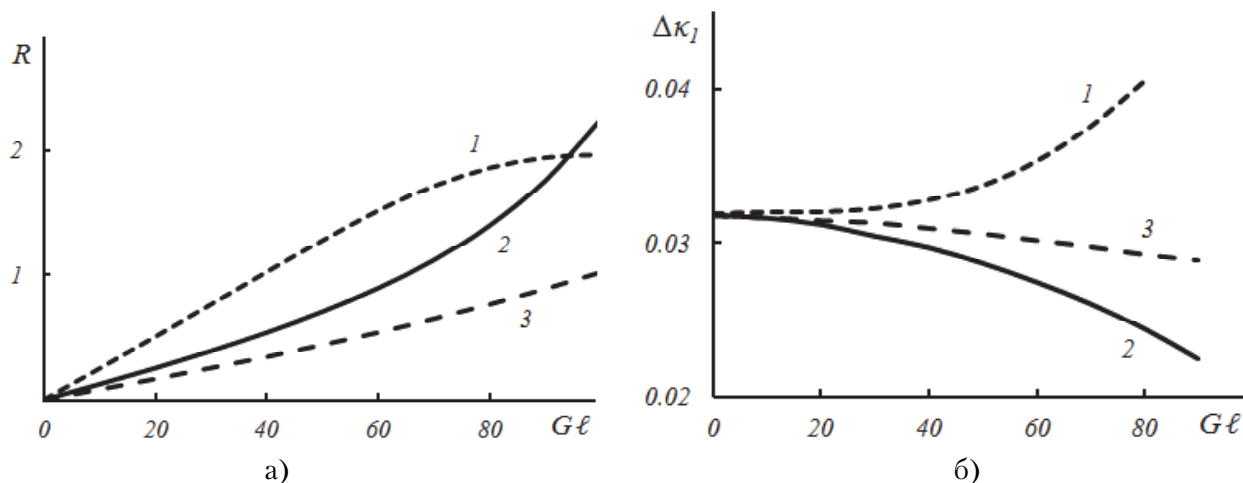


Рис. 3. Зависимость амплитудного коэффициента отражения (а) и полуширины полосы пространственных частот объектной волны (б) от интенсивности волн накачки при наличии только тепловой нелинейности при $k\ell = 5 \cdot 10^3$, $\alpha_0\ell = 1$, $k_1 = 0.5k_2$ (1), $k_1 = k_2$ (2), $k_1 = 1.5k_2$ (3)

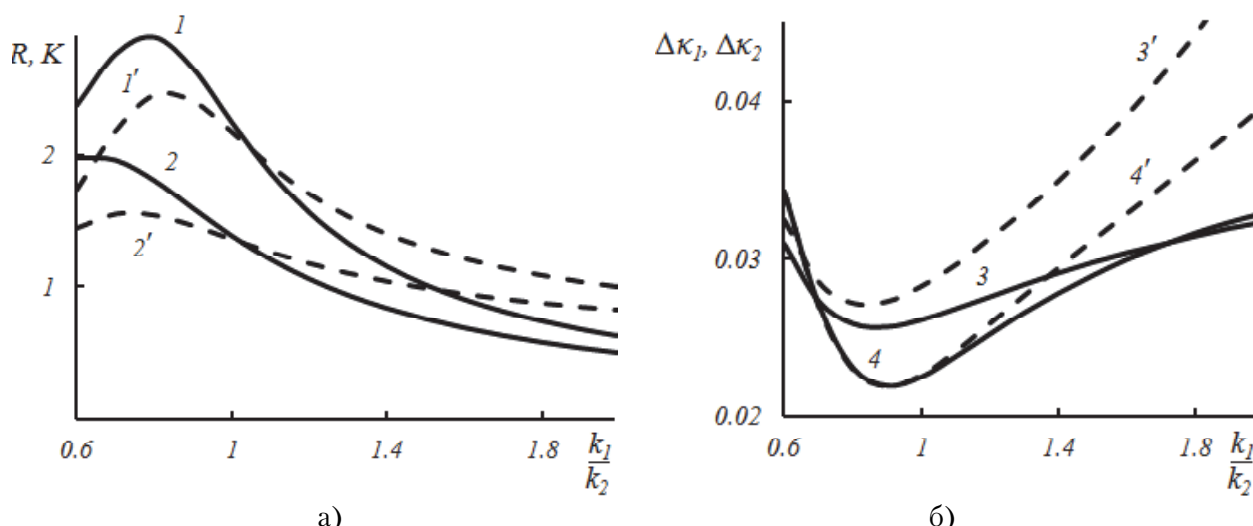


Рис. 4. Зависимость от соотношения между волновыми числами волн накачки а) амплитудных коэффициентов отражения (1, 2) и пропускания (1', 2'); б) полуширин полос пространственных частот объектной (3, 4) и сигнальной (3', 4') волн при $k\ell = 5 \cdot 10^3$, $\alpha_0\ell = 1$, $G\ell = 80$ (1, 1', 3, 3'), $G\ell = 100$ (2, 2', 4, 4')

Отметим, что при наличии как резонансной, так и тепловой нелинейностей выполнение условия (15) не приводит к совпадению характеристик вырожденного и квазивырожденного четырехволновых преобразователей излучения. Это условие может быть использовано для определения области интенсивности волн накачки, в пределах которой коэффициент отражения четырехволнового преобразователя с учетом резонансной и тепловой нелинейностей максимален, а полуширина полосы пространственных частот объектной волны минимальна.

В качестве примера рассмотрим четырехволновое взаимодействие в слое толщиной $\ell = 0.02$ см водно-спиртового раствора эозина

$$\left(\frac{dn}{dT} = 4 \cdot 10^{-4} \text{ град}^{-1}, n_0 = 1.36, \Delta c_p \nu = 3 \cdot 10^{-3} \text{ Дж}/(\text{см} \cdot \text{с} \cdot \text{град}), N = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}, \sigma_2 = \sigma_{21} = 10^{-17} \text{ см}^2, \delta_{21} = 3.57 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}, \delta_{23} = 7.6 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}, \delta_{31} = 10^3 \text{ с}^{-1}\right)$$

[10]. При вырожденном четырехволновом взаимодействии на длине волны 532 нм с равными по интенсивности волнами накачки (52 Вт/см²) коэффициент отражения $R = 50$, а полуширина полосы пространственных частот объектной волны $\Delta k \approx 29$ см⁻¹. При квазивырожденном четырехволновом взаимодействии, когда в качестве второй волны накачки используется излучение на длине волны 632 нм, коэффициент отражения уменьшается до значения $R = 6$, а полуширина полосы пространственных частот объектной волны увеличивается до $\Delta k \approx 92$ см⁻¹.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Для квазивырожденного четырехволнового преобразователя на резонансной и тепловой нелинейностях наблюдается корреляция между зависимостями от интенсивности волн накачки коэффициента отражения (пропускания) и полуширины полосы пространственных частот объектной (сигнальной) волны. Рост коэффициента отражения приводит к уменьшению полуширины полосы пространственных частот.

2. При наличии только тепловой нелинейности с увеличением разности частот волн накачки происходит изменение характера зависимости полуширины полосы пространственных частот объектной (сигнальной) волны от интенсивности волн накачки: уменьшение полуширины полосы пространственных частот с ростом интенсивности меняется на увеличение.

Работа выполнена в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры России» на 2009-2013 годы (Государственный контракт № 14.740.11.0063).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Денисюк Ю.Н. Об особенностях процесса обращения волновых фронтов доплеровскими динамическими голограммами // Письма в ЖТФ. 1981. Т.7. №11. С.641-646.
2. De Araujo M.T., Vianna S.S., Grynberg G. Phase conjugation by nondegenerate four-wave mixing in sodium vapor // Optics Communications. 1990. V.80. N.3. С.79-83.
3. Романов О.Г., Горбач Д.В., Толстик А.Л. Частотное преобразование оптических вихрей при невырожденном многоволновом взаимодействии в растворах краси-

- телей // Оптика и спектроскопия. 2010. Т.108. №5. С.812-817.
4. *Jiang W., Chen Q., Zhang Y., Guo G.-C.* Computation of topological charges of optical vortices via nondegenerate four-wave mixing // *Physical Review A*. 2006. V.74. P. 043811-1-4.
 5. *Андреев Н.Ф., Беспалов В.И., Киселев А.М. и др.* Обращение волнового фронта слабых оптических сигналов с большим коэффициентом отражения // *Письма в ЖЭТФ*. 1980. Т.32. №11. С.639-642.
 6. *Ивахник В.В., Харская Т.Г.* Использование метода функции размытия точки для анализа качества преобразования излучения при четырехволновом взаимодействии на тепловой нелинейности (обзор) // *Компьютерная оптика*. 2009. Т.33. №1. С.17-26.
 7. *Ивахник В.В., Никонов В.И., Харская Т.Г.* Четырехволновое преобразование излучения на тепловой нелинейности в световоде с параболическим профилем // *Известия ВУЗов. Приборостроение*. 2006. Т.49. №8. С.54-60.
 8. *Ивахник В.В.* Обращение волнового фронта при четырехволновом взаимодействии. Самара: Самарский государственный университет. 2010. 246 с.
 9. *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.
 10. *Кучеренко М.Г., Русинов А.П.* Запись и распад нестационарных решеток в системе насыщаемых трехуровневых центров // *Оптика и спектроскопия*. 2004. Т.97. №6. С.1026-1033.

THE SPATIAL SELECTIVITY OF A NONDEGENERATE FOUR-WAVE CONVERTER ON RESONANT AND THERMAL NONLINEARITIES AT LARGE REFLECTANCE

© 2012 A.A. Akimov, V.V. Ivakhnik, V.I. Nikonov

Samara State University

The dependences of reflectance (transmittance) and spatial frequencies half-width of object (signal) wave have been obtained in dependence of pumping waves intensity for the nondegenerate four-wave converter on resonant and thermal nonlinearities at various ratios between pumping waves frequencies. The influence of difference between the frequencies of pump waves on a quality of wave-front reversal has been investigated at large reflectance.

Key words: wave-front reversal, four-wave converter, resonant nonlinearity, thermal nonlinearity.

Aleksandr Akimov, Engineer at the Optics and Spectroscopy Department. E-mail: alexaki-mov50@mail.ru

Valery Ivakhnik, Doctor in Physics and Mathematics, Professor, Head at the Optics and Spectroscopy Department, Dean of Physics Faculty. E-mail: ivakhnik@samsu.ru

Vladimir Nikonov, Candidate in Physics and Mathematics, Associate Professor at the Optics and Spectroscopy Department. E-mail: nikonov@samsu.ru.