«Квантовая электроника», 8, № 5 (1981) УДК 621.373.826

Э. С. Воронин, В. М. Петникова, В. В. Шувалов

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ВЫРОЖДЕННЫХ ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ ДЛЯ КОРРЕКЦИИ ВОЛНОВЫХ ФРОНТОВ (ОБЗОР)

Приведен обзор результатов, полученных авторами в исследовании обращения волнового фронта в вырожденных параметрических процессах. Рассмотрена задача передачи сигнального излучения по оптически неоднородной трассе. Построена модель системы компенсации фазовых искажений с обращением волнового фронта в параметрических процессах. Для выяснения предельных возможностей метода использован математический аппарат функции разброса. Показано, что удовлетворительная компенсация искажений происходит в случае, когда преобразователь излучения разрешает эффективный размер неоднородностей. Обсуждаются возможности практической реализации подобных систем.

1. Введение

В последние годы значительный интерес проявляется к использованию методов нелинейной оптики для компенсации фазовых искажений волнового фронта, возникающих при прохождении света через оптически неоднородную среду [1—6]. Необходимое для этого поле, комплексно-сопряженное искаженному, может быть получено при различных типах вынужденного рассеяния света [2, 7, 8] и в вырожденных параметрических процессах — трехфотонном [3]

$$2\omega-\omega\to\omega \tag{1}$$

и четырехфотонном [1,4]

$$\omega+\omega-\omega\to\omega. \tag{2}$$

Наряду с равенством частот падающего и обращенного полей в последних возможно усиление отраженного сигнала. Именно это и привлекает к ним внимание исследователей.

Прежде всего необходимо выяснить предельные возможности систем компенсации фазовых искажений с обращением волнового фронта (ОВФ) в вырожденных параметрических процессах. Для этого нужно выявить факторы, определяющие степень восстановления исходного волнового фронта, и установить критерий удовлетворительной компенсации искажений для конкретных физических задач.

В первых работах по ОВФ сама схема обращения предполагалась идеальной. Это означало, что обращенное поле считается точной комплексно-сопряженной копией рассеянного. В действительности любой нелинейный процесс, используемый для ОВФ, фильтрует пространственный спектр сигнального излучения. Поэтому для успешного восстановления исходного волнового фронта необходимо наложить определенные ограничения на параметры неоднородной среды, вызывающей искажения, и параметрического преобразователя. В настоящей работе такой подход используется для исследования возможностей применения подобных систем для решения одной из основных задач адаптивной оптики — передачи сигнального излучения, модулированного во времени и пространстве по оптически неоднородной трассе.

2. Метод расчета

Пусть плоская волна сигнального излучения с амплитудой E_1, проходя через оптически неоднородную среду, расположенную в плоскости $-z_0$

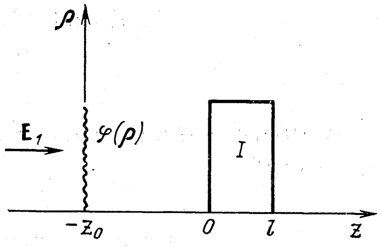

Рис. 1. Модель системы компенсации фазовых искажений

(рис. 1), приобретает фазовый набег φ (ρ), где ρ — поперечная составляющая радиус-вектора в полярной системе координат. Преобразователь излучения I будем считать линейным пространственным фильтром [9]. В простейшем случае он может быть описан либо коэффициентом пропускания $K(\varkappa)$, где $\varkappa$ — поперечная проекция волнового вектора, либо функцией разброса $\Gamma(\rho)$. Напомним, что $K(\varkappa)$ и $\Gamma(\rho)$ связаны между собой преобразованием Фурье [9].

С помощью этих величин легко определить как спектральное, так и пространственное распределение поля после вторичного прохождения неоднородной среды:

$$E_2(\rho, -z_0)=E_1^* \int \exp\{i\varphi(\rho)-i\varphi(\rho)'\}\,\Gamma(\rho-\rho')\,d\rho'; \tag{3}$$

$$E_2(\varkappa, -z_0)=E_1^* \int K(\varkappa')\Phi(\varkappa-\varkappa')\Phi^*(-\varkappa')d\varkappa'. \tag{4}$$

Здесь $\Phi(\varkappa)=(2\pi)^{-2}\int \exp\{i\varphi(\rho)+i\varkappa\rho\}\,d\rho$ — фурье-образ функции $\exp\{i\varphi(\rho)\}$.

Степень компенсации искажений можно охарактеризовать отношением спектральных амплитуд исходного и восстановленного полей. Однако, поскольку это отношение зависит и от эффективности нелинейного взаимодействия, нужно провести нормировку на максимальное значение коэффициента преобразования K_0:

$$\tau_1=E_2(0, -z_0)/K_0E_1^*\delta(\varkappa). \tag{5}$$

Будем считать компенсацию искажений удовлетворительной, если восстановленная плоская волна содержит не менее чем $0{,}5|K_0|^2$ доли энергии исходной волны, т. е.

$$|\tau_1|^2 \geqslant 1/2. \tag{6}$$

Степень компенсации искажений можно охарактеризовать и интегралом перекрытия [10]

$$I=|\int E_1(\rho, -z_0)E_2(\rho, -z_0)d\rho\,|^2/\int |E_1(\rho, -z_0)|^2\,d\rho \int |E_2(\rho, -z_0)|^2\,d\rho.$$

Однако эта величина не так наглядна, как коэффициент восстановления (5) [11, 12], и, что особенно важно, ее экспериментальное определение оказывается гораздо более сложным.

Полученные общие выражения (3)—(5) справедливы как для трех-, так и для четырехфотонных параметрических преобразователей излучения. Детальный расчет возможен с учетом явного вида коэффициента пропускания и конкретизации модели искажающей среды.

3. Модели тонкой неоднородной среды

1. Регулярная фазовая решетка. Рассмотрим модель регулярной фазовой решетки $\varphi(\rho)=a\cos\gamma x$. Параметр a характеризует амплитуду флуктуаций оптического пути, т. е. флуктуации показателя преломления, шероховатость среды и т. д. Поперечный размер неоднородностей определяется величиной γ^{-1}. Для этой модели

$$\Phi(\varkappa)=\delta(\varkappa_y)\sum_{m=-\infty}^{\infty} i^m J_m(a)\,\delta(m\gamma+\varkappa_x), \tag{7}$$

где J_m — функция Бесселя m-го порядка. Спектр однократно рассеянного поля является эквидистантным. С ростом a все большая доля энергии исходной волны перекачивается в боковые максимумы. Очевидно, что восстановление волнового фронта происходит лишь в том случае, когда несколько максимумов пространственного спектра, содержащих основную часть энергии рассеянного поля, попадают в полосу преобразователя излучения.

Система компенсации может эффективно работать при $a \leqslant 1$ и поперечном масштабе неоднородностей $\gamma^{-1} \gtrsim \Delta x_0$, где Δx_0 — ширина функции разброса преобразователя излучения. С ростом a ограничения необходимо накладывать уже на эффективный размер неоднородностей, который определяется шириной пространственного спектра (7).

2. *Случайный фазовый экран.* Набег фазы в оптически неоднородной среде — случайная функция координат, причем процесс $\xi = \exp\{i\varphi(\rho)\}$ является однородным, т. е.

$$\langle \exp[i\varphi(\rho) - i\varphi(\rho')] \rangle = B\,(\rho - \rho'). \tag{8}$$

При этом, усреднив (4), найдем

$$\tau_1 = K_0^{-1} \int K\,(\varkappa')\, S\,(-\varkappa')\, d\varkappa' = K_0^{-1} \int B\,(\rho)\, \Gamma(\rho)\, d\rho.$$

Здесь $S(\varkappa)$ — спектральная плотность процесса ξ. В дальнейшем мы будем считать, что $B(\rho) = \exp(-\rho^2/b^2)$ и $S(\varkappa) = 4\pi b^{-2} \exp(-\varkappa^2 b^2/4)$, где b характеризует размер неоднородностей искажающей среды.

Эффект восстановления проявляется тем сильнее, чем меньше отношение ширины $\Delta\varkappa_\xi$ пространственного спектра процесса ξ к полосе пропускания преобразователя $\Delta\varkappa_0$. При $\Delta\varkappa_\xi/\Delta\varkappa_0 \ll 1$ получаем $\tau_1 \approx \int S(\varkappa) d\varkappa = 1$, а при выполнении противоположного неравенства компенсации искажений не происходит.

Легко убедиться, что предварительные качественные выводы, полученные с использованием обеих моделей, аналогичны.

4. Модели преобразователя излучения

1. *Трехфотонное взаимодействие.* Вырожденное трехфотонное взаимодействие (1) достаточно хорошо изучено. Его основным преимуществом является сравнительно высокая квантовая эффективность, а недостатком — наличие жестких условий фазового синхронизма, сужающих угловую апертуру преобразователя. Тем не менее, процесс может быть использован для ОВФ в тех случаях, когда искажения, вносимые неоднородной средой, сравнительно невелики.

Для трехфотонного взаимодействия низкой эффективности коэффициент преобразования и функция разброса хорошо известны [13, 14]:

$$K\,(\varkappa, \beta) = K_0 \frac{\sin \alpha\varkappa^2}{\alpha\varkappa^2} \exp(-i\beta\varkappa^2); \tag{9}$$

$$\Gamma\,(\rho, \beta) = \left\{ \mathrm{si}\, \frac{\rho^2}{4\,(\alpha+\beta)} + \mathrm{sign}\,(\alpha-\beta)\, \mathrm{si}\, \frac{\rho^2}{4\,(\alpha-\beta)} - \right.$$
$$\left. - i \left[\mathrm{ci}\, \frac{\rho^2}{4\,(\alpha+\beta)} - \mathrm{ci}\, \frac{\rho^2}{4\,(\alpha-\beta)} \right] \right\}. \tag{10}$$

Здесь $\beta\,(z) = (\lambda/4\pi)[z - 2z_k - l(2/n - 1)]$ характеризует отстройку от плоскости оптимальной фокусировки (т. е. плоскости, в которой $\beta = 0$), а параметр $\alpha = \lambda l/4\pi n$ — ширину угла фазового синхронизма или разрешающую способность преобразователя; λ — длина волны сигнального излучения; l — длина нелинейного кристалла; n — показатель преломления; — z_k — продольная координата исходной точки.

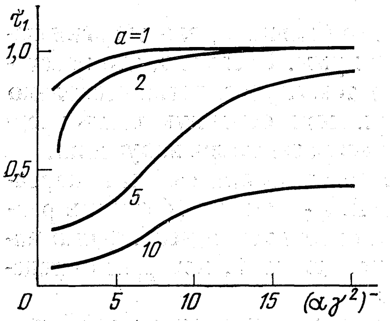

Рис. 2. Коэффициент восстановления для регулярной фазовой решетки

Используя (4), (5), (7), (9), можно определить коэффициент восстановления. Так, для регулярной модели искажающей среды

$$\tau_1 = \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m^2(a)\,\frac{\sin \alpha m^2\gamma^2}{\alpha m^2\gamma^2}\exp(i\beta m^2\gamma^2). \quad (11)$$

На рис. 2 показана зависимость коэффициента восстановления (11) от поперечного размера неоднородностей и глубины флуктуаций оптического пути при $\beta=0$. Для случайного фазового экрана

$$\tau_1 = \frac{2\pi}{b\alpha}\left[\operatorname{arctg}\frac{4b\alpha}{b^2+4(\beta^2-\alpha^2)} + s\pi - \frac{i}{2}\operatorname{sign}\beta \ln\frac{b^2+4(\alpha+\beta)^2}{b^2+4(\alpha-\beta)^2}\right]; \quad (12)$$

$$s = \begin{cases} 1 \text{ при } b^2+4(\beta^2-\alpha^2)\geqslant 0; \\ 0 \text{ при } b^2+4(\beta^2-\alpha^2)<0. \end{cases}$$

Практически схема компенсации фазовых искажений может быть построена следующим образом [11]. Нужно найти положение плоскости оптимальной фокусировки, т. е. плоскости, в которой функция разброса (10) имеет наименьшую ширину. В этой плоскости, процедура определения которой может быть аналогична проведенной в работе [14], волновой фронт обращенного поля наиболее близок к фазосопряженному фронту рассеянного. Специальной оптической системой нужно перенести изображение из этой плоскости в плоскость $z=-z_0$ [11]. Неточность отображения характеризуется в (9), (10) параметром β и приводит к появлению у восстановленной плоской волны фазового набега, зависящего от направления ее распространения. На рис. 3 показаны зависимости фазы и модуля коэффициента восстановления (12) от эффективного размера неоднородностей и параметра β.

Расчет по критерию (6) показывает, что рассматриваемая схема компенсации может быть использована при следующих соотношениях параметров неоднородной среды и преобразователя излучения:

а) регулярная модель $a\lesssim 1$, $\alpha\gamma^2\gtrsim 1$; (13)

б) случайная модель $\beta\lesssim\alpha$, $b/2\,\alpha\gtrsim 1$.

Условия (13) означают, что удовлетворительная компенсация искаже-

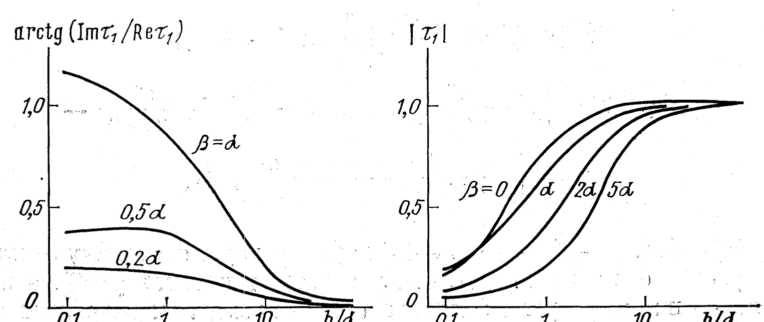

Рис. 3. Коэффициент восстановления для случайного фазового экрана

ний наблюдается, когда используемый в системе преобразователь излучения разрешает эффективный размер неоднородностей.

Отметим, что, если набег фазы в (11), (12) по каким-либо причинам нежелателен, на отстройку β должны быть наложены более жесткие ограничения.

2. *Четырехфотонное взаимодействие*. Вырожденное четырехфотонное взаимодействие (2) практически свободно от условий фазового синхронизма [4]. В этом случае разрешающая способность определяется апертурными эффектами и может быть гораздо выше, чем для трехфотонных процессов (1).

При четырехфотонном взаимодействии плоских волн в неограниченном по поперечной координате нелинейном слое обращенное поле может быть записано в виде [4]

$$E_2(\varkappa) = -i\,\mathrm{tg}\,(gl)\,E_1^*(\varkappa),$$

где $g=(2\pi\omega/cn)\chi E_3E_4$; χ — кубичная нелинейность; $E_{3,4}$ — амплитуды плоских волн накачки. Функция разброса или поле преобразованного изображения точки [9] определяется выражением

$$\Gamma(\rho) = -i\,\mathrm{tg}(gl)\delta(\rho).$$

Преобразованное изображение всегда находится в той же плоскости, что и исходный объект, и является его точной комплексно-сопряженной копией. При этом обеспечивается полная компенсация фазовых искажений, вносимых произвольной неоднородной средой.

На практике объем взаимодействия всегда ограничен. Предположим, что в плоскости $z=0$ находится гауссова диафрагма с коэффициентом прозрачности $\exp(-\rho^2/\rho_{\text{д}}^2)$. Тогда функция разброса преобразователя уже не является идеальной. Более того, наличие диафрагмы нарушает ее однородность

$$\Gamma(\rho,\ \rho_k, -z_k) = -i\frac{\mathrm{tg}\,(gl)}{\pi\Delta\rho^2}\exp\left[-\frac{(\rho-\rho_k)^2}{\Delta\rho^2} + i\frac{(\rho^2-\rho_k^2)k}{2z_k}\right].$$

Здесь $\Delta\rho=2z_k/k\rho_{\text{д}}$ определяет разрешающую способность; ρ_k — поперечная координата исходной точки. Очевидно, что начальная плоская волна в таком преобразователе превращается в поле, имеющее сплошной спектр, который в отсутствие неоднородностей повторяет спектр рассеяния на входной апертуре.

Появление на трассе неоднородностей, например случайных, приводит к изменению спектрального состава обращенной волны

$$\langle E_2(\varkappa,\ -z_0)\rangle = -i\pi\rho_{\text{д}}^2\,\mathrm{tg}\,(gl)\exp\left[-\frac{\varkappa^2\rho_{\text{д}}^2}{4}\left(1+\frac{\Delta\rho^2}{b^2}\right) - i\frac{z_0\varkappa^2}{2k}\right]. \tag{14}$$

С уменьшением их размера спектр восстановленного поля сужается, уменьшается его полная энергия $W=\int|\langle E_2(\varkappa,-z_0)\rangle|^2d\varkappa$ и растет энергия рассеянной волны $W_{\text{р}}=W_0-W$ (W_0 — энергия восстановленного поля в отсутствие искажений). Средняя амплитуда рассеянного поля для случайно-неоднородной среды равна нулю. Легко убедиться, что отношение $\tau_2 = W/W_0=1+\Delta\rho^2/b^2$ позволяет судить о степени компенсации искажений. Применяя критерий, аналогичный (6), потребуем, чтобы

$$\tau_2 \geqslant 1/2. \tag{15}$$

Тогда удовлетворительным можно считать восстановление волнового фронта, если $b/\Delta\rho \gtrsim 1$. По-прежнему схема ОВФ оказывается эффективной, когда преобразователь излучения разрешает эффективный размер неоднородностей, что подтверждает эквивалентность величин τ_1 и τ_2.

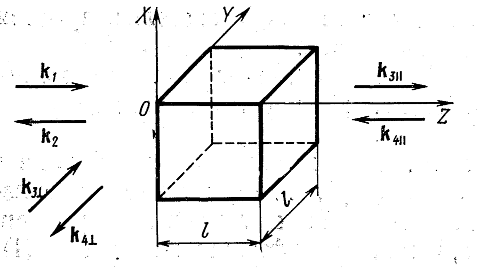

Рис. 4. Коллинеарная и перпендикулярная геометрии взаимодействия

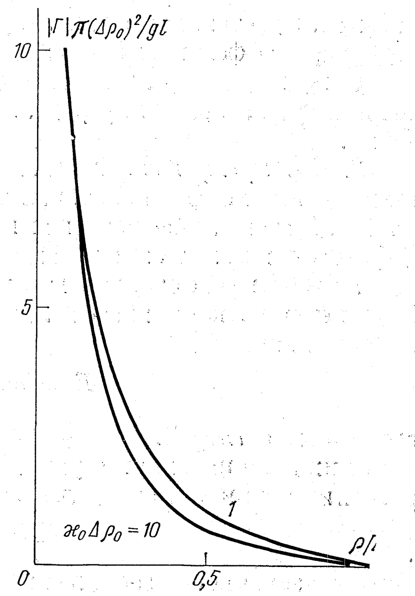

Рис. 5. Модуль функции разброса преобразователя с учетом расходимости накачки при коллинеарном взаимодействии

Следующим существенным фактором, ограничивающим разрешающую способность четырехфотонного параметрического преобразователя, является угловая расходимость пучков накачки. Функция разброса при этом также неоднородна. Найдем преобразованное изображение центральной точки при коллинеарной и перпендикулярной геометриях взаимодействия (рис. 4). Решение этой задачи будет использовано для построения модели четырехфотонного преобразователя, учитывающей как апертурные эффекты, так и расходимость пучков накачки.

Коллинеарное взаимодействие волн. В случае, когда волны накачки плоские, но $\mathbf{k}_3+\mathbf{k}_4\neq 0$, возникающая расстройка волновых векторов по осям X и Y компенсируется $\varkappa_2=\varkappa_3+\varkappa_4-\varkappa_1$ за счет поворота вектора $\mathbf{k}_2$. По оси Z расстройка Δ отлична от нуля, и процесс взаимодействия волн может быть описан укороченными уравнениями:

$$dE_2/dz=igE_1^* \exp(-i\Delta z);$$
$$dE_1^*/dz=igE_2 \exp(i\Delta z).$$

В дальнейшем мы ограничимся случаем сравнительно низкой эффективности преобразования $gl\ll 1$. При граничных условиях $E_1(z=0)\neq 0$ и $E_2(z=l)=0$ получаем

$$E_2(\varkappa_2, -z_k)=-igl\exp(-i\Delta l/2)\operatorname{sinc}(\Delta l/2)\, E_1^*(\varkappa_3+\varkappa_4-\varkappa_2, -z_k). \quad (16)$$

Поворот вектора $\mathbf{k}_2$ относительно направления $-\mathbf{k}_1$ вызывает смещение изображения в поперечном направлении. Если же накачка имеет конечную ширину углового спектра $\varkappa_i\leqslant\varkappa_0$ ($i=3,4$), то исходный объект (точка) размывается в пятно, размеры которого можно оценить с помощью геометрической оптики $\Delta\rho=\varkappa_0 z_k/k$. Однако даже в том случае, когда изображение объекта формируется на передней грани нелинейного слоя ($z_k=0$), преобразователь излучения уже не идеален.

Рассмотрим два случая.

Пусть волна накачки 4 является плоской, а волна 3 имеет равномерный конечный угловой спектр:

$$E_3(\varkappa_3)=\begin{cases} E_3^0/\pi\varkappa_0^2 & \text{при } \varkappa_3\leqslant\varkappa_0; \\ 0 & \text{при } \varkappa_3>\varkappa_0; \end{cases} \quad (17)$$
$$E_4(\varkappa_4)=E_4^0\delta(\varkappa_4).$$

Тогда из (16) нетрудно найти изображение точки для произвольной плоской волны накачки E_3 ($\varkappa_3$). Интегрирование по $\varkappa_3$ дает результирующую функцию разброса, которая в параксиальном приближении ($\varkappa_0/k \ll 1$, $\varkappa_1/k \ll 1$) описывается выражением

$$\Gamma(\rho) = \begin{cases} gl\,(e^{i\varkappa_0\rho^2/\Delta\rho_0} - e^{i\varkappa_0\rho})/\pi\varkappa_0\Delta\rho_0\rho^2 & \text{при } \rho \leqslant \Delta\rho_0 = l\varkappa_0/k; \\ 0 & \text{при } \rho > \Delta\rho_0. \end{cases} \tag{18}$$

Модуль функции разброса (18) изображен на рис. 5.

Предположим теперь, что волна накачки 3 является плоской, а волна 4 имеет конечный угловой спектр, аналогичный (17). Тогда функция разброса преобразователя

$$\Gamma(\rho) = \begin{cases} -igl\,(\Delta\rho_0/\rho - 1)/\pi\Delta\rho_0^2 & \text{при } \rho \leqslant \Delta\rho_0 = l\varkappa_0/k; \\ 0 & \text{при } \rho > \Delta\rho_0. \end{cases} \tag{19}$$

Ее вид аналогичен показанному на рис. 5.

Перпендикулярное взаимодействие волн. Пусть, как и в предыдущем случае, $\mathbf{k}_3 + \mathbf{k}_4 \neq 0$. По-прежнему расстройка волновых векторов по оси Z не компенсируется. Для определения функции разброса воспользуемся тем же методом. Легко убедиться, что расходимость волн накачки в плоскостях XY и YZ различно влияют на разрешающую способность. Так, если

$$E_{3,4}(\varkappa_{3,4}) = \begin{cases} E_{3,4}^0\,\delta(\varkappa_{3,4x})/2\varkappa_0 & \text{при } |\varkappa_{3,4z}| \leqslant \varkappa_0; \\ 0 & \text{при } |\varkappa_{3,4z}| > \varkappa_0, \end{cases}$$

то $\Gamma(\rho) = -2igl\{[\cos(2\varkappa_0 l) - 1]/(2\varkappa_0 l)^2 + \mathrm{si}(2\varkappa_0 l)/2\varkappa_0 l\}\delta(\rho)$.

В первом приближении расходимость волны накачки в плоскости YZ сказывается лишь на эффективности преобразования. Разрешающая способность не меняется и коэффициент восстановления остается равным единице.

Если же волны накачки расходятся в плоскости XY, то

$$\Gamma(\rho) = \begin{cases} -igl\left[\mathrm{Ei}\,(-i\varkappa_0 x) - \mathrm{Ei}\left(\dfrac{-i\varkappa_0 x^2}{\Delta x_0}\right)\right]\dfrac{\delta(y)}{2\Delta x_0} & \text{при } |x| \leqslant \Delta x_0 = \dfrac{2\varkappa_0 l}{k}; \\ 0 & \text{при } |x| > \Delta x_0. \end{cases} \tag{20}$$

Здесь $\mathrm{Ei}\,(x)$ — интегральная экспонента. Вид функции разброса аналогичен приведенному на рис. 5.

Полученные выражения (18)—(20) позволяют утверждать, что как при коллинеарной, так и при перпендикулярной геометриях взаимодействия разрешающая способность преобразователя излучения в плоскости неоднородной среды может быть оценена как сумма

$$\Delta\rho_0 + \Delta\rho = \varkappa_0\,(z_0 + l)/k. \tag{21}$$

Такой подход позволяет учесть и влияние апертурных эффектов, так как для тонкого нелинейного слоя ($\Delta l \ll 1$) оно эквивалентно расходимости пучков накачки, пространственный спектр которых соответствует спектру рассеяния на входной апертуре. Окончательно:

$$\Gamma(\rho, \rho_k, -z_k) = -igl\left(\frac{k}{z_k}\right)^2 T\left[\frac{k}{z_k}(\rho - \rho_k)\right]\exp\left[i\frac{k}{2z_k}(\rho^2 - \rho_k^2)\right]. \tag{22}$$

Здесь T — эффективный пространственный спектр волн накачки. В практически важном случае гауссовых пучков

$$E_j(\varkappa) = \frac{E_j^0}{\pi\Delta\varkappa_j^2}\exp\left(\frac{-\varkappa^2}{\Delta\varkappa_j^2}\right), \qquad j = 3,4,$$

функция разброса имеет вид

$$\Gamma(\rho,\ \rho_k,\ -z_k) = -igl\frac{1}{\pi\Delta\rho}\exp\left[-(\rho-\rho_k)^2/\Delta\rho^2 + i\frac{k}{2z_k}(\rho^2-\rho_k^2)\right],$$

$$\text{где } \Delta\rho = z_k k^{-1}\sqrt{\Delta\varkappa_3^2 + \Delta\varkappa_4^2}.$$

Для построенной модели сохраняется критерий удовлетворительной компенсации искажений (15), где под $\Delta\rho$ надо понимать разрешающую способность (21). Отметим, что учет расходимости пучка накачки при вырожденном трехфотонном взаимодействии привел бы к аналогичным результатам. Однако это приводит лишь к незначительному уширению функции разброса (10).

5. Модели протяженной неоднородной среды

Проводимые ранее исследования процесса компенсации искажений в объемных неоднородных средах [15, 16] не позволяют утверждать, что дифракция рассеянного пучка успевала развиться на расстояниях порядка длины самой искажающей среды. Если такое дифракционное расплывание несущественно, искажающую среду по-прежнему можно считать тонкой. В общем случае связь полей на входе $E_1(\rho)$ и выходе $E_1'(\rho)$ неоднородной среды определяется функцией Грина $E_1'(\rho) = \int E_1(\rho')\,G(\rho,\rho')\,d\rho'$. После ОВФ с помощью вырожденного трехфотонного (10) или четырехфотонного (22) преобразования и вторичного прохождения неоднородной среды восстановленное поле имеет вид

$$E_2(\rho) = \int G(\rho,\ \rho_1)\ \Gamma(\rho_1,\ \rho_2)\ G^*(\rho_2,\ \rho_3)\ E_1^*(\rho_3)\ d\rho_1 d\rho_2 d\rho_3. \tag{23}$$

Хотя схема компенсации искажений и в этом случае принципиально не отличается от рассмотренных выше (п. 2,3), для произвольных протяженных неоднородностей анализ затрудняется необходимостью определения конкретного вида функции Грина. Такая работа была выполнена для цилиндрического световода и оптического усилителя с наведенной тепловой линзой [17].

Более общий характер имеет следующая простая модель. Рассмотрим систему N тонких фазовых экранов, отстоящих друг от друга на расстояние l_j (рис. 6). Каждый экран имеет случайный коэффициент пропускания $\exp[i\varphi_j(\rho)]$, а корреляционные функции этих коэффициентов

$$B_{jj'}(\rho,\ \rho') = \exp\left[-(\rho-\rho')^2/b_j^2\right]\delta_{jj'}.$$

В реальной физической среде расстояние между пластинками задается продольным распределением неоднородностей. Их поперечный размер по-прежнему определяется величиной b_j.

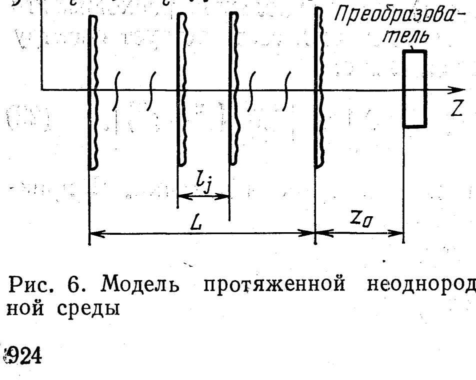

Рис. 6. Модель протяженной неоднородной среды

Предположим, что ОВФ осуществляется четырехфотонным преобразователем излучения с функцией разброса (22). Тогда коэффициент восстановления

$$\tau_2 = \left[1 + \sum_{j=1}^{N}\left(\frac{\Delta\rho_j}{b_j}\right)^2\right]^{-1}, \tag{24}$$

где $\Delta\rho_j$ — разрешающая способность преобразователя в плоскости j-го фазового экрана. Из (24) следует, что в случае протяженных неоднородностей критерий (15) накладывает более жесткие ограничения на разрешающую способность: $\sum_{j=1}^{N}(\Delta\rho_j/b_j)^2 \leqslant 1$.

Коэффициент восстановления (24) имеет максимальное значение при оптимальной фокусировке рассеянного поля:

$$z_{0\,\mathrm{opt}} = -\sum_{j=1}^{N} \frac{L_j}{b_j^2} \Bigg/ \sum_{j=1}^{N} b_j^{-2}, \qquad (25)$$

где $L_j = \sum_{k=j}^{N-1} l_k$ — расстояние от j-й фазовой пластинки до N-й. Можно показать, что плоскость $z_{0\,\mathrm{opt}}$ соответствует положению перетяжки гауссова пучка, рассеянного неоднородной средой. Очевидно, что если в эту плоскость поместить преобразователь излучения, то действительно будет обеспечена максимальная эффективность преобразования и минимальное уширение спектра в процессе ОВФ. Отметим, что в простейшем случае двух фазовых экранов пластинку с более мелкими неоднородностями необходимо разрешать лучше — $\Delta\rho_1/\Delta\rho_2 = (b_1/b_2)^2$. Если же размер продольных и поперечных неоднородностей постоянен, то $z_{0\,\mathrm{opt}} = -\frac{1}{2}\sum_{j=1}^{N-1} l_j$.

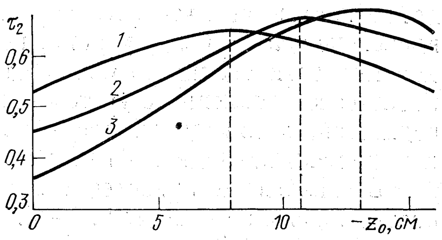

Рис. 7. Коэффициент восстановления в разных плоскостях фокусировки ($a_1 = a_2 = 1{,}75$; $L = 16$ см; эквивалентная угловая расходимость накачек 0,3 мрад) для решеток с периодами $\gamma_1 = \gamma_2 = 0{,}187$ мм (*1*); $\gamma_1 = 0{,}15$ мм, $\gamma_2 = 0{,}225$ мм (*2*) и $\gamma_1 = 0{,}125$ мм, $\gamma_2 = 0{,}25$ мм (*3*)

Аналогично можно определить коэффициент восстановления и для других моделей протяженных неоднородностей, например периодических структур. Для неоднородной среды, образованной двумя одномерными фазовыми решетками с коэффициентами пропускания $\exp(ia_j\cos\gamma_j x)$ $(j=1,2)$, отстоящими друг от друга на расстояние L:

$$\tau_2 = \sum_{m,\,m'\,p,\,p'=-\infty}^{\infty} J_m^2(a_1)\,J_{m'}^2(a_1)\,J_p^2(a_2)\,J_{p'}^2(a_2)\times$$
$$\times \exp\left\{-\frac{1}{2}\left[\alpha_1(m-m') + \alpha_2(p-p')\right]^2\right\}. \qquad (26)$$

Здесь $\alpha_j = {}^1/_2\gamma_j\Delta x_j$; Δx_j — одномерное разрешение преобразователя в плоскостях расположения решеток. На рис. 7 показана зависимость коэффициента восстановления (26) от положения плоскости фокусировки. Приведенные графики подтверждают полученный ранее вывод (25). Такое совпа-

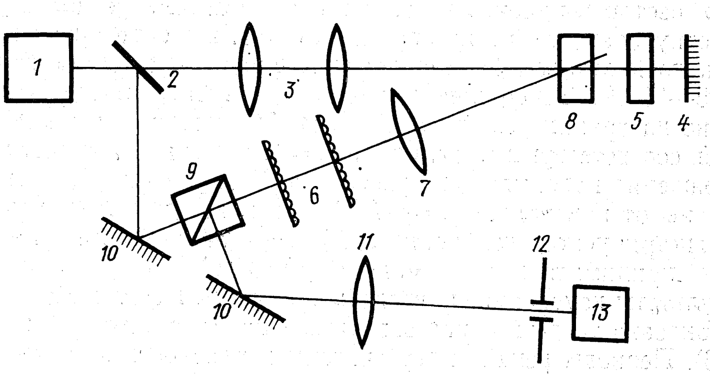

Рис. 8. Схема экспериментальной установки

дение показывает, что рассмотренная выше модель случайных неоднородностей не только более удобна, но и достаточно полно отражает общие закономерности явления. Она позволяет аналитически определить коэффициент восстановления с учетом как продольных, так и поперечных неоднородностей, меняющихся вдоль трассы. Полученные выражения просты и допускают наглядную физическую интерпретацию.

В заключение приведем результаты экспериментальных исследований, подтверждающие выводы п. 2—5. Исследования проводились на установке, схема которой показана на рис. 8. В качестве источника излучения был использован лазер *1* на алюмо-иттриевом гранате ($\lambda=1{,}064$ мкм), генерирующий основную поперечную моду. При длительности импульса излучения 10 нс выходная мощность генератора составляла около 600 кВт.

Излучение лазера с угловой расходимостью 0,7 мрад делилось пластинкой *2* на два пучка. Пучок большей мощности использовался в качестве волны накачки, а меньшей — моделировал сигнальное излучение. Для улучшения разрешающей способности преобразователя пучок накачки дополнительно коллимировался телескопической системой *3* до угловой расходимости 0,2 мрад. Вторая волна накачки формировалась плоским зеркалом *4* и за счет применения четвертьволновой пластинки *5* была поляризована ортогонально первой.

Неоднородная среда конечной толщины моделировалась системой двух одинаковых фазовых решеток *6*. Решетки были изготовлены методом травления тонких стеклянных подложек в плавиковой кислоте. Перед травлением на подложки наносились узкие полоски защитного покрытия. Измерения распределения энергии в эквидистантном спектре излучения, рассеянного такой решеткой, показали возможность ее аппроксимации с точностью 10 % синусоидальной решеткой с периодом $\gamma_{1,2}^{-1}=0{,}25$мм и глубиной модуляции фазы $a_{1,2}=1{,}75$.

Рассеянный неоднородной средой пучок фокусировался в преобразователь светосильным объективом *7*. Параметрический преобразователь *8* на монокристалле арсенида галлия толщиной 0,55 см генерировал обращенную волну, поляризованную ортогонально падающей [18]. Выделение восстановленного излучения обеспечивалось поляризационной призмой *9*. Эффективность преобразования достигала 5—10 %. Схема регистрации восстановленного волнового фронта включала в себя поворотное зеркало *10*, объектив *11*, ирисовую диафрагму *12*, помещенную в его фокальную плоскость, и коаксиальный фотоэлемент *13*.

Методика измерений коэффициента восстановления заключалась в следующем. В отсутствие фазовых решеток определялась мощность генерируемого излучения и эффективность преобразования. Ирисовая диафрагма *12* при этом закрывалась до минимального размера, еще не диафрагмирующего световой пучок. Введение в схему фазовых решеток, установленных вплотную так, что их изображения строились объективом *7* в середину нелинейного кристалла *3*, уменьшало мощность восстановленного излучения на 25—30 %. Такое уменьшение мощности было связано с потерями на отражение на гранях решеток. В дальнейшем именно эта мощность $P(0)$ считалась соответствующей величине $\tau_2=1$. Решетки раздвигались так, что их изображения находились на расстоянии L друг от друга симметрично по обе стороны от кристалла ($z_0=-L/2$). Это приводило к уменьшению мощности регистрируемого излучения $P(L)$. За величину коэффициента восстановления принималось отношение $\tau_2(L)=P(L)/P(0)$.

Результаты измерений приведены на рис. 9. На этом же рисунке (кривая *1*) показана теоретическая зависимость τ_2 от расстояния между решетками (26). Периоды решеток пересчитаны в плоскость изображений. Эквивалентная угловая расходимость излучения накачек 0,3 мрад. Аналогич-

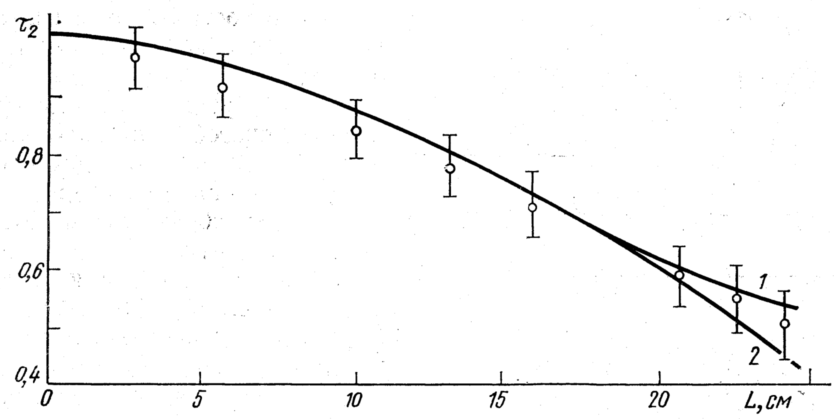

Рис. 9. Зависимость коэффициента восстановления от толщины неоднородной среды

ная зависимость была получена и для модели двух случайных фазовых экранов (24) (кривая 2) при эффективном размере неоднородностей 34 мкм. Аппроксимация спектра рассеянного излучения гауссовым дает значение порядка 26 мкм. Некоторое различие в оценках этой величины, по-видимому, может быть объяснено погрешностью аппроксимации и отклонением формы решеток от синусоидальной.

Проведенные исследования (п. 2—5) показывают возможность простой оценки оптимальных параметров ОВФ, необходимых для удовлетворительного восстановления плоского волнового фронта, искаженного реальной неоднородной средой.

6. Восстановление пространственно-модулированных полей

При анализе процесса восстановления пространственно-модулированного поля необходимо определить такие общепринятые параметры качества изображения, как разрешающая способность и контрастность. В настоящем разделе это будет сделано с помощью функции разброса линейной системы неоднородная среда — параметрический преобразователь, обращающий волновой фронт, — неоднородная среда.

Анализ проведем для регулярной фазовой решетки и параметрического преобразователя с функцией разброса

$$\Gamma(x) = \sqrt{(\delta - i\tilde{\Delta})/\pi}\,\exp\left[-(\delta - i\tilde{\Delta})\,x^2\right]. \tag{27}$$

Функция разброса (27) достаточно хорошо аппроксимирует трех- (10) и четырехфотонные (22) преобразователи излучения. Для этой модели можно показать, что восстановленное изображение точки — функция разброса всей системы — определяется выражением

$$F(x_1) = \frac{\gamma}{\sqrt{\pi}}\sqrt{\delta_1 - i\Delta_1}\sum_{m,\,p=-\infty}^{\infty} i^{p-m} J_m(a)\,J_p(a)\times$$
$$\times\exp\left\{-(\delta_1 - i\Delta_1)\,[z_1(m+p) - x_1]^2 + i\,\frac{z_1}{2}(m^2 - p^2) + ipx_1\right\}, \tag{28}$$

где $\Delta_1 = \tilde{\Delta}/\gamma^2$; $\delta_1 = \delta/\gamma^2$; $x_1 = \gamma x$; $z_1 = (z_k - z_0)\gamma^2/k$. Вид нормированной функции разброса $\tilde{F}(x_1) = F(x_1)/F(0)$ показан на рис. 10 для различных значений входящих в (28) параметров. Будем определять разрешающую способность системы полушириной центрального максимума изображения точки;

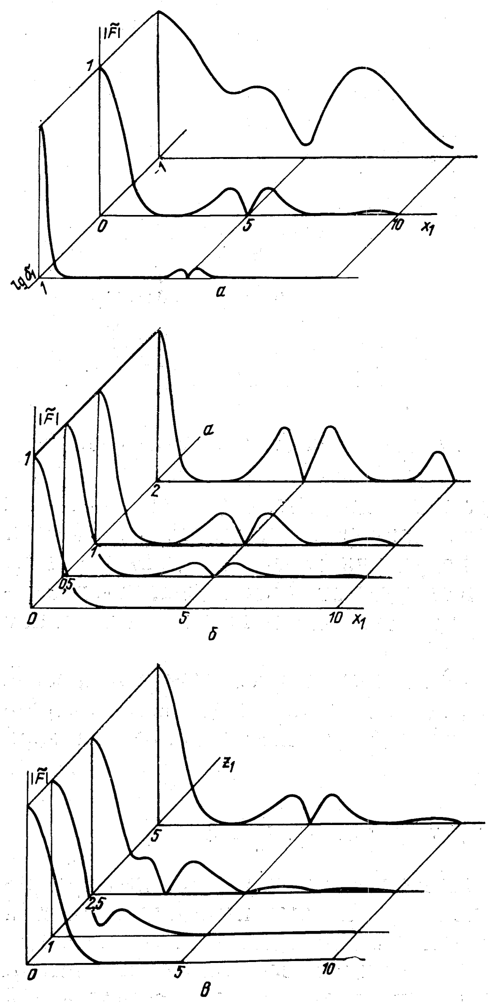

Рис. 10. Функция разброса системы неоднородная среда — преобразователь излучения — неоднородная среда

а контрастность оценивать по энергии, заключенной в боковых максимумах.

Легко убедиться, что разрешающая способность определяется практически только одним параметром δ — разрешающей способностью преобразователя излучения. Изменение параметра δ_1 — соотношения между δ и периодом решетки — приводит к изменению контрастности восстановленного изображения. При $\delta_1 \leqslant 1$ эффективность системы компенсации резко снижается. Энергия, заключенная в боковых максимумах функции разброса, становится существенно больше, чем в центральном.

Изменение z_1 (рис. 10, *в*) практически не влияет на полуширину центрального максимума, вместе с тем резко изменяя пространственную локализацию боковых. Поэтому при $\delta_1 \sim 1$ восстановление можно считать удовлетворительным либо в непосредственной близости от неоднородной среды ($z_1 \ll 1$), либо на расстояниях, соответствующих дальней зоне дифракции ($z_1 \gg 1$). Интерпретация этого результата очевидна, если поле, вторично прошедшее через неоднородную среду, представить как суперпозицию двух компонент: восстановленной, практически повторяющей вид функции разброса преобразователя излучения (27), и невосстановленной, которая дифрагирует на неоднородностях решетки. В ближней зоне дифракции максимумы невосстановленного поля уширяют центральный пик функции разброса. С ростом z_1 они удаляются от центра поля зрения и на определенном расстоянии могут выйти за его пределы. Энергетическая эффективность системы при этом резко снижается.

Увеличение глубины модуляции оптического пути a ведет к росту боковых максимумов (рис. 10, *б*), поскольку оно равносильно ухудшению соотношения между разрешающей способностью преобразователя и эффективным размером неоднородностей, который можно определить по ширине пространственного спектра однократно рассеянного поля. Фаза функции разброса также ухудшает контрастность восстановленного изображения, которое сильно искажается. Критерием удовлетворительного восстановления, по-видимому, можно считать условие $\Delta_1/\delta_1 \leqslant \pi$.

Оценку контрастности восстановленного изображения проще провести через коэффициент восстановления плоской волны τ_1. Для выбранной нами модели

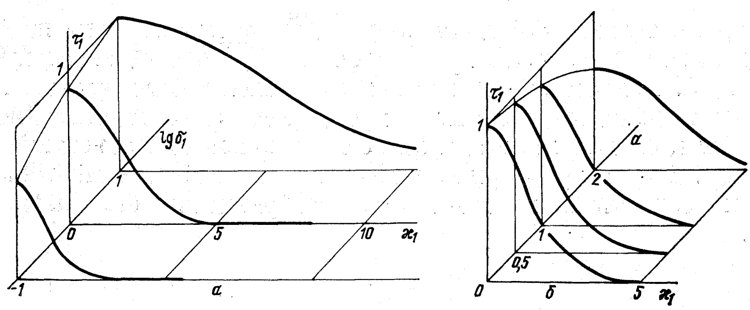

Рис. 11. Коэффициент восстановления плоских волн

$$\tau_1(\varkappa_1) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m^2(a) \exp\left[-\frac{\delta_1 + i\Delta_1}{\delta_1^2 + \Delta_1^2} \frac{(m-\varkappa_1)^2}{4}\right], \tag{29}$$

где $\varkappa_1 = \varkappa/\gamma$. Зависимость $\tau_1(\varkappa_1)$ (29) показана на рис. 11. Уменьшение τ_1 с ростом $\varkappa_1$ обусловлено уменьшением эффективного размера неоднородностей при косом падении плоских волн.

В простейшем случае $\Delta_1 = 0$, что соответствует, например, трехфотонному параметрическому преобразованию излучения при $\beta = 0$, контрастность восстановленного изображения точки можно охарактеризовать отношением

$$C = \int_{-\infty}^{\infty} |\tau_1(\varkappa)|^2 d\varkappa \Big/ \int_{-\infty}^{\infty} |\tau_0(\varkappa)|^2 d\varkappa,$$

где $\tau_0(\varkappa)$ — коэффициент восстановления плоской волны в отсутствие неоднородной среды. Для использованных моделей

$$C = \sqrt{2\pi} \sum_{m,\,n=-\infty}^{\infty} J_m^2(a) J_n^2(a) \exp\left[-\frac{(m+n)^2}{8\delta_1}\right]. \tag{30}$$

На рис. 12 показана зависимость коэффициента контрастности (30) от параметров δ_1 и a. Величина C тем меньше, чем хуже преобразователь излучения разрешает эффективный размер неоднородностей.

Полученные результаты слабо зависят от выбора модели искажающей среды и имеют достаточно общий характер. Они, например, хорошо согласуются с результатами работы [19] для модели случайного фазового экрана. В обоих случаях восстановленное изображение точки представляет собой почти неискаженную функцию разброса преобразователя и невосстановленный фон, максимумы которого локализуются тем дальше от центра поля зрения, чем дальше исходный объект отстоит от неоднородной среды.

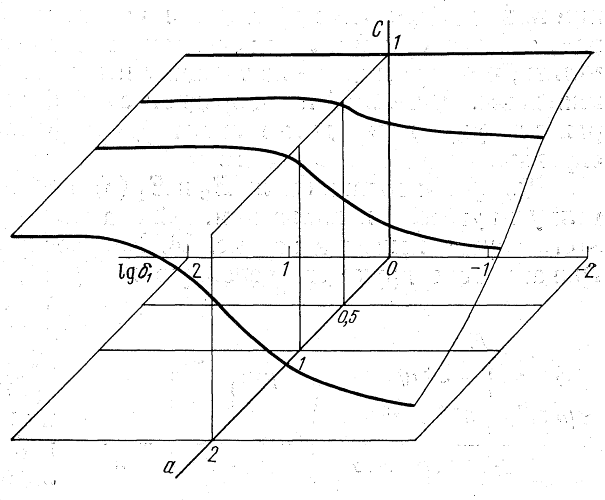

Рис. 12. Контрастность восстановленного изображения

Экспериментальное исследование процесса восстановления пространственно-модулированного поля проводилось на установке, аналогично описанной в п. 5. В качестве объекта использовался металлический транспарант. Разрешающая способность определялась фотометрированием края изображения и составляла в зависимости от положения объектива *7* от 30 до 8 лин./мм. Параметр δ_1 при этом изменялся от 4 до 1. При оптимальном положении объектива контрастность изображения была практически идеальна.

7. Возможности использования параметрических процессов

Системы компенсации фазовых искажений с параметрическим ОВФ обладают рядом недостатков, сужающих область их возможного использования. Во-первых, они являются двухпроходными. Принцип действия систем основан на ОВФ с последующим пропусканием обращенной волны по той же самой неоднородной трассе. Во-вторых, остается открытым вопрос о компенсации нелинейных искажений, которые могут возникать за счет процессов самовоздействия. И, наконец, в-третьих, использование в системах ОВФ вырожденного четырехфотонного взаимодействия, несмотря на высокую разрешающую способность, не всегда возможно из-за сравнительно низкой квантовой эффективности. Обсуждение мер по устранению этих трудностей и является целью настоящего раздела.

1. Однопроходные системы компенсации фазовых искажений. Как прежде, будем использовать в системе вырожденное четырехфотонное взаимодействие (2), но одну из плоских волн накачки E_3, как и сигнал $E_1(\rho)$, пропустим через тонкую искажающую среду (рис. 13). Выходящие из неоднородной среды волны будут иметь комплексные амплитуды $E_3'(\rho)=E_3\times$ $\times\exp[i\varphi(\rho)]$ и $E_1'(\rho)=E_1(\rho)\exp[i\varphi(\rho)]$. Вторая волна накачки E_4 остается плоской. Если расстояние от искажающей среды до преобразователя излучения и толщина нелинейного слоя сравнительно невелики, можно пренебречь дифракционным расплыванием волн $E_1'(\rho)$ и $E_3'(\rho)$. В результате параметрического взаимодействия будет генерироваться восстановленная волна $E_2(\rho)\sim E_1^*(\rho)$ [20, 21]. Аналогичный метод компенсации искажений при однократном прохождении через неоднородную среду как сигнальной, так и опорной волны используется в голографии [9, 22]. Следует отметить, что ограничение на толщину искажающей среды является принципиальным. В толстой неоднородной среде фазовые искажения за счет дифракции будут переходить в амплитудные, которые не могут быть скомпенсированы описанным методом.

Для формирования волн E_3 и $E_1(\rho)$ можно использовать одну плоскую волну круговой поляризации. Схема экспериментальной установки для этого случая показана на рис. 14. Излучение лазера на алюмо-иттриевом гранате, генерирующего основную поперечную моду с угловой расходимостью 0,55 мрад, пластинкой *1* делилось на два пучка примерно одинаковой мощности. Линейная поляризация одного из них с помощью четвертьволновой пластинки *2* преобразовывалась в эллиптическую. Одна из поляризационных составляющих этого пучка играла роль накачки, другая — сигнала.

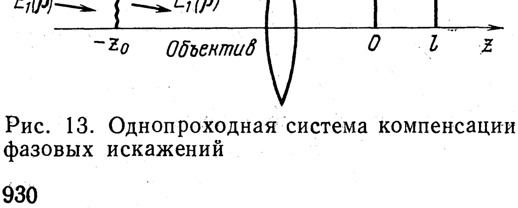

Рис. 13. Однопроходная система компенсации фазовых искажений

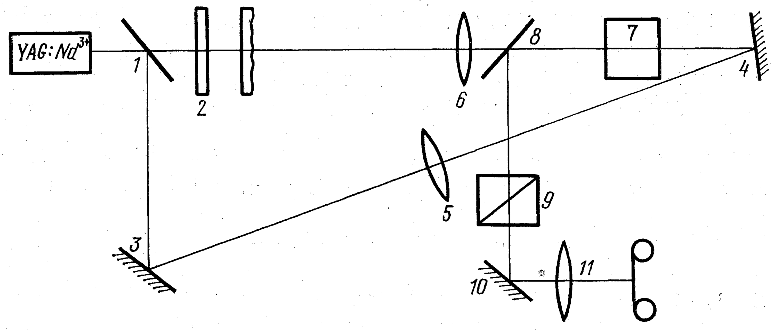

Рис. 14. Схема экспериментальной установки

Плоская волна E_4 формировалась диэлектрическими зеркалами *3*, *4* и линзой *5*.

В качестве фазоискажающей среды использовались либо стеклянная пластинка с нанесенным на нее слоем стекломассы, ухудшающая расходимость пучков более чем на порядок, либо пластинка из арсенида галлия толщиной 5,5 мм, в которой наблюдались эффекты самовоздействия. Изображение выходной грани искажающей среды объективом *6* формировалось внутри кюветы с нитробензолом *7* длиной 2 см. Генерируемое в преобразователе излучение, выделенное светоделительной пластинкой *8*, поляроидом *9* и зеркалом *10*, регистрировалось в фокальной плоскости линзы *11* на фотопленку. Фотометрирование изображения позволило определить расходимость регистрируемого пучка. Угловая расходимость восстановленной волны составила 0,7 мрад, что было связано с полной идентичностью амплитудных профилей одной из накачек и сигнала.

Использованный метод может получить дальнейшее развитие на более широкий класс задач. Практически любая модуляция хотя бы одной из волн накачки — амплитудная, фазовая, временная — позволяет управляемо изменять операцию комплексного сопряжения волнового фронта, которая в ряде задач адаптивной оптики не является оптимальной. Продемонстрируем эту возможность на простом примере, имеющем аналитическое решение.

2. Компенсация нелинейных фазовых искажений в двухпроходной схеме ОВФ. Как известно, метод ОВФ не позволяет скомпенсировать искажения волнового фронта, обусловленные самовоздействием полей при неравных интенсивностях сигнальной и обращенной волн [23]. Для полной компенсации нелинейных искажений необходимо путем изменения амплитудного и фазового профилей пучка накачки сформировать такой фронт «обращенной» волны, который после вторичного прохождения искажающей нелинейной среды восстановит форму волнового фронта сигнала.

Пусть в нелинейной среде I ($-z_0 \leqslant z \leqslant 0$) искажается сигнальное излучение — гауссов пучок со сферическим фазовым фронтом:

$$E_1 = \frac{E_1^0}{f_1(z)} \exp\left[-\frac{\rho^2}{a_1^2 f_1^2(z)} - ik\frac{\rho^2 \dot{f}_1(z)}{2f_1(z)} - i\varphi_1(z)\right]. \qquad (31)$$

Здесь E_1^0, a_1 — начальные амплитуда и ширина пучка; $f_1(z)$ — безразмерная ширина пучка ($f_1(-z_0)=1$); $\varphi_1(z)$ — набег фазы на оси. В среде II ($0 \leqslant z \leqslant l$) осуществляется вырожденное четырехфотонное взаимодействие, причем волны накачки также являются гауссовыми:

$$E_{3,4} = E_{3,4}^0 \exp\left[-\rho^2 / a_{3,4}^2 \pm ik\rho^2 / 2R_{3,4}\right],$$

где $R_{3,4}$ — радиусы кривизны волнового фронта пучков накачки.

Будем пренебрегать дифракцией на длине нелинейного взаимодействия $R_{3,4}\gg l$ и воспользуемся приближением заданных полей. Тогда обращенная волна также является гауссовым пучком (31), причем ее параметры подчиняются граничным условиям:

$$E_2^0=\eta E_1^{0*}\frac{f_2(0)}{f_1(0)};\quad \frac{1}{a_2^2 f_2^2(0)}=\frac{1}{a_3^2}+\frac{1}{a_4^2}+\frac{1}{a_1^2 f_1^2(0)};$$

$$\varphi_2(0)=-\varphi_1(0)-\frac{\pi}{2};\quad \frac{\dot f_2(0)}{f_2(0)}=\frac{1}{R_4}-\frac{1}{R_3}+\frac{\dot f_1(0)}{f_1(0)}.$$

Величина η определяется эффективностью преобразования. Рассмотрим самовоздействие достаточно короткого сигнального импульса, не встречающегося в среде I с импульсом обращенного излучения. Будем считать, что все нелинейные процессы можно описывать стационарными уравнениями. Тогда в процессе самовоздействия ширина пучков меняется следующим образом:

$$\ddot f_1=\frac{1}{D_{1д}^2 f_1^3}-\frac{\nu}{D_{1нл}^2 f_1^3};\quad \ddot f_2=\frac{1}{D_{2д}^2 f_2^3}-\frac{\nu}{D_{2нл}^2 f_2^3}. \tag{32}$$

Здесь $D_{iд}=ka_i^2/2$; $D_{iнл}=(a_i/E_i^0)\sqrt{\varepsilon_0/|\varepsilon_2|}$; $\nu=\mathrm{sign}\,\varepsilon_2$; $\varepsilon=\varepsilon_0+\varepsilon_2|E|^2$ — диэлектрическая проницаемость среды I, зависящая от интенсивности излучения. Фазовый набег $\varphi_2(-z_0)$ не зависит от ρ и не влияет на форму восстановленного волнового фронта. Решение уравнений (32) позволяет найти перетяжку и кривизну волнового фронта пучков накачки, обеспечивающие компенсацию нелинейных искажений:

$$\begin{cases}\dfrac{1}{a_3^2}+\dfrac{1}{a_4^2}=\dfrac{z_0^2\nu\left(\eta^2 l-1\right)}{a_1^2 D_{1нл}^2\left[\left(1+z_0/R_0\right)^2+z_0^2/D_{1д}^2\right]\left[\left(1+z_0/R_0\right)^2+z_0^2\left(1/D_{1д}^2-\nu/D_{1нл}^2\right)\right]};\\[2ex] \dfrac{1}{R_3}-\dfrac{1}{R_4}=\dfrac{a_1^2\left(1+z_0/R_0\right)}{z_0}\left(\dfrac{1}{a_3^2}+\dfrac{1}{a_4^2}\right).\end{cases} \tag{33}$$

Аналогичные результаты могут быть получены и для процесса вырожденного трехфотонного взаимодействия. Предложенный метод управления параметрами обращенного поля может оказаться удобнее, чем применение адаптивных зеркал.

3. Использование кольцевых резонаторов. Значительное увеличение квантового выхода систем с параметрическим ОВФ может быть получено за счет использования положительных обратных связей. Известно, что в трех- [24] и четырехфотонных [25] параметрических генераторах света использование таких связей приводит к существенному снижению порога генерации.

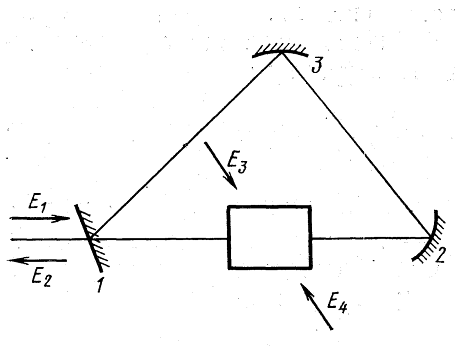

Рис. 15. Система ОВФ с кольцевым резонатором

Рассмотрим возможность применения кольцевого резонатора (рис. 15) для повышения эффективности системы ОВФ с вырожденным четырехфотонным взаимодействием. Сигнальное излучение заводится в резонатор через полупрозрачное зеркало связи *1* с коэффициентом отражения r_1. Сферические зеркала *2*, *3* переносят пространственное распределение поля с одного торца нелинейной среды *4* на другой, обеспечивая положительную обратную связь как по сигнальной, так и по обращенной волне.

Пусть в изотропном неограниченном нелинейном слое толщиной l взаимодействуют линейно-поляризованные плоские волны, причем $\mathbf{E}_1 \| \mathbf{E}_2 \perp \mathbf{E}_3 \| \mathbf{E}_4$. Процесс генерации комплексно-сопряженного волнового фронта в приближении заданного поля по накачке без учета поглощения и самовоздействия волн *1*, *2* описывается укороченными уравнениями [26]:

$$
\begin{aligned}
-dE_4/dz &= iq_1E_4(|E_4|^2+2|E_3|^2);\\
dE_3/dz &= iq_1E_3(|E_3|^2+2|E_4|^2);\\
dE_1/dz &= iq_3E_1(|E_3|^2+|E_4|^2)+i2q_2E_3E_4E_2^*;\\
-dE_2/dz &= iq_3E_2(|E_3|^2+|E_4|^2)+i2q_2E_3E_4E_1^*.
\end{aligned} \tag{34}
$$

Здесь $q_1=q_2+q_3$; $q_2=2\pi\omega^2\chi_2/c^2k$; $q_3=4\pi\omega^2\chi_1/c^2k$; $\chi_{1.2}$ – независимые компоненты тензора кубической восприимчивости. При граничных условиях $E_1(0)=E_1^0$, $E_2(l)=0$, $E_3^0=E_3(0)$, $E_4^0=E_4(0)$ система (34) имеет решение

$$E_2(0)=\frac{ig}{\zeta}E_1^{0*}\frac{\operatorname{tg}\zeta l}{1-i(\Omega/2\zeta)\operatorname{tg}\zeta l}, \tag{35}$$

где $\zeta=\sqrt{(\Omega/2)^2+|g|^2}$; $\Omega=q_1(E_3^{0^2}-E_4^{0^2})$; $|g|=2q_2E_3^0E_4^0$.

Введение положительной обратной связи (см. рис. 15) изменяет граничные условия на $E_1(0)=\sqrt{1-r_1}\,E_1^0+\sqrt{r_1r_2}\,E_1(l)$ и $E_2(0)\sqrt{r_1r_2}=E_2(l)$. Здесь коэффициент r_2 описывает потери в резонаторе. Поле, генерируемое системой ОВФ, имеет амплитуду

$$E_2=\frac{ig\left(1-r_1\right)\operatorname{tg}(\zeta l)\,E_1^{0*}}{\zeta\left\{-2\sqrt{r_1r_2}\frac{\cos ul}{\cos\zeta l}\exp\left(-\frac{i\Omega l}{2}\right)+\frac{i\Omega}{2\zeta}\operatorname{tg}(\zeta l)\,[r_1r_2\exp(-i\Omega l)-1]+[r_1r_2\exp(-i\Omega l)+1]\right\}}, \tag{36}$$

где $ul=q_3\left(E_3^{0^2}+E_4^{0^2}\right)l$ — набег фазы отраженной волны, связанный с нелинейным изменением показателя преломления. На рис. 16 показана зависимость величины выигрыша в эффективности системы ОВФ по сравнению с безрезонаторным случаем при равных интенсивностях пучков накачки, заданных параметром gl, различных потерях в резонаторе r_2 от коэффициента отражения зеркала связи. Кривая *1* имеет точку разрыва, соответствующую началу параметрической генерации. Из графиков (см. рис. 16), построенных для нелинейности керровского типа $2\chi_1={}^1/_3\,\chi_2$, следует, что для получения максимального выигрыша необходимо достаточно точно согласовывать параметры r_1, r_2 и gl.

Очевидно, что наибольшая эффективность преобразования достигается при одинаковых интенсивностях волн накачки ($\Omega=0$). В этом случае выигрыш в мощности обращенной волны за счет использования резонатора

$$h=(1-r_1)^2\,/\left[1+r_1r_2-2\sqrt{r_1r_2}\cos ul/\cos gl\right] \tag{37}$$

может составлять несколько порядков. При этом оказывается возможной реализация режима параметрической генерации света, порог которой также резко снижается:

$$gl=3\operatorname{arctg}\sqrt{\left(1-\sqrt{r_1r_2}\right)^2/\left[2\sqrt{r_1r_2}+3\,(1-r_1r_2)\right]}. \tag{38}$$

Положив в (38) $r_1=1$, можно определить и минимальное значение параметра gl для получения режима генерации при заданных потерях r_2.

Полученные результаты справедливы, если взаимодействующие волны монохроматичны или их спектр совпадает со спектром собственных частот кольцевого резонатора. В противном случае выигрыш в эффективности систем ОВФ будет наблюдаться лишь на отдельных спектральных составля-

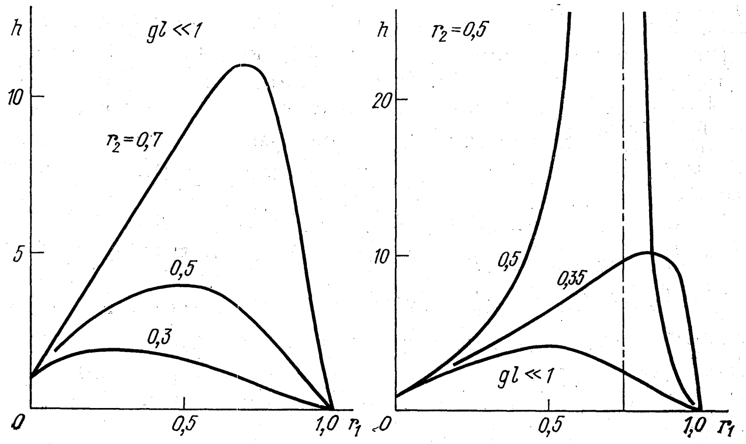

Рис. 16. Выигрыш в эффективности системы ОВФ по сравнению с безрезонаторным случаем

ющих сигнального излучения. При больших значениях параметра gl процессы самовоздействия могут приводить к изменению эффективной длины резонатора и его собственных частот.

Аналогичные рассуждения могут быть проведены и для вырожденного трехфотонного взаимодействия волн. Здесь в отличие от систем с четырехфотонным ОВФ применимы и обычные резонаторы.

Таким образом, нам удалось построить математическую модель системы компенсации фазовых искажений с параметрическим ОВФ. Модель удовлетворительно описывает основные закономерности процесса восстановления сигнального волнового фронта, позволяет определить предельные возможности метода и оптимизировать схему. Существенно, что незначительные изменения стандартной схемы дают, в принципе, возможность компенсации нелинейных искажений и значительного увеличения квантового выхода системы.

1. Б. И. Степанов, Е. В. Ивакин, А. С. Рубанов. *ДАН СССР*, **196**, 567 (1971).
2. Б. Я. Зельдович, В. И. Поповичев, В. В. Рагульский, Ф. С. Файзуллов. *Письма в ЖЭТФ*, **15**, 160 (1972).
3. A. Yariv. *Optics Comms*, **21**, 49 (1977); R. W. Hellwarth. *J. Opt. Soc. Amer.*, **67**, 1 (1977).
4. Обращение волнового фронта оптического излучения в нелинейных средах/ Под ред. В. И. Беспалова. — Горький, ИПФ АН СССР, 1979.
5. A. Yariv. *IEEE J.* **QF-14**, 650 (1978).
6. N. S. Shiren. *Appl. Phis. Letts*, **33**, 299 (1978).
7. В. Г. Сидорович. *ЖТФ*, **46**, 2168 (1976); В. И. Беспалов, А. А. Бетин, Г. А. Пасманик. *Письма в ЖТФ*, **3**, 215 (1977).
8. Г. В. Кривощеков, С. Г. Струц, М. Ф. Ступак. *Письма в ЖТФ*, **6**, 428 (1980).
9. Дж. Гудмен. Введение в фурье-оптику. — М.: Мир, 1970.
10. Б. Я. Зельдович, В. В. Шкунов. *Квантовая электроника*, **4**, 2353 (1977).
11. Э. С. Воронин, В. В. Ивахник, В. М. Петникова, В. С. Соломатин, В. В. Шувалов. *Квантовая электроника*, **6**, 1304 (1979).
12. Э. С. Воронин, В. В. Ивахник, В. М. Петникова, В. С. Соломатин, В. В. Шувалов. *Квантовая электроника*, **6**, 2009 (1979).
13. Ю. А. Ильинский, Ю. А. Янайт. *Изв. вузов. Сер. Радиофизика*, **13**, 37 (1970).
14. Э. С. Воронин. М. И. Дивлекеев, Ю. А. Ильинский, В. С. Соломатин. *Опт. и спектр.*, **30**, 1118 (1971).

15. О. Ю. Носач, В. И. Поповичев, В. В. Рагульский, Ф. С. Файзуллов. *ЖЭТФ*, **16**, 617 (1972).
16. С. Г. Обулов, Е. Н. Салькова, М. С. Соскин, Л. Г. Суховерхова. *Укр. физ. журнал*, **23**, 562 (1978).
17. В. В. Ивахник, В. М. Петникова, В. С. Соломатин, В. В. Шувалов. *Квантовая электроника*, 7, 652 (1980).
18. Б. Я. Зельдович, В. В. Шкунов. *Квантовая электроника*, **6**, 629 (1979).
19. Ю. А. Ильинский, В. М. Петникова. *Квантовая электроника*, **7**, 439 (1980).
20. Е. В. Ивакин, И. П. Петровичев, А. С. Рубанов. В кн.: Оптические методы обработки информации. — Минск: Наука и техника, 1978, с. 124.
21. В. В. Ивахник, В. М. Петникова, В. С. Соломатин, В. В. Шувалов. *Квантовая электроника*, **7**, 898 (1980).
22. W. Goodman, W. H. Hundley, Ar. D. W. Sacksa, Lehman. *Appl. Phys. Letts*, **8**, 311 (1966).
23. D. M. Pepper, A. Yariv. *Optics Letts*, **5**, 59 (1980).
24. Р. Фишер, Л. А. Кулевский. *Квантовая электроника*, **4**, 245 (1977).
25. A. Yariv, D. M. Pepper. *Optics Letts*, **1**, 16 (1977).
26. Б. Я. Зельдович, В. В. Шкунов. В кн.: Обращение волнового фронта оптического излучения в нелинейных средах. — Горький, ИПФ АН СССР, 1979, с. 23.

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова

Поступил в редакцию
17 декабря 1980 г.

E. S. Voronin, V. M. Petnikova, V. V. Shuvalov. **The Use of Degenerate Parametric Processes for Wavefront Correction (Review Article).**

A review is given of results obtained by the authors in the studies of wavefront reversal in degenerate parametric processes. A problem is considered of the signal radiation transfer along an optically inhomogeneous path. A model is developed of a system of compensation for phase distortions with the wavefront reversal in parametric processes. In order to find out the limiting potentialities of the method a body of mathematics of the spread function is used. It is shown that satisfactory compensation for the distortions occurs in the case when the radiation converter resolves the effective size of inhomogeneities. Feasibility of practical implementation of such systems is discussed.