

Академик РАН В.Е. Зуев, В.П. Аксенов, В.В. Колосов

## Тепловое самовоздействие лазерных пучков на атмосферных трассах и диагностика их параметров

*Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск*

Поступила в редакцию 27.12. 99 г.

Изложены результаты теоретических исследований распространения высокоинтенсивных лазерных пучков на приземных и высотных атмосферных трассах и потенциальных возможностей дистанционного измерения характеристик пучков.

Выполнен обзор алгоритмов решения задач самовоздействия лазерного излучения, опирающихся на метод статистических испытаний, уравнения для статистических моментов комплексной амплитуды поля и уравнение переноса излучения. Проведен анализ параметров частично когерентного излучения на характерных атмосферных трассах. Даны рекомендации по оптимизации фокусировки и мощности излучения.

Изложены теоретические основы новых методов диагностики пространственно-энергетических и фазовых характеристик лазерных пучков. Представлены результаты численных и лабораторных экспериментов по восстановлению распределений интенсивности и фазы.

### Введение

Расширение области использования оптико-электронных приборов в задачах зондирования, локации, транспортировки оптической энергии через атмосферу или фокусировки ее на высотную мишень вызвало интерес исследователей к изучению закономерностей распространения мощного лазерного излучения на реальных атмосферных трассах. При этом необходимо учитывать аэрозольное и молекулярное поглощение, аэрозольное рассеяние излучения, регулярное изменение параметров атмосферы на трассе распространения, влияние турбулентности, геометрию задачи и ряд других факторов. Распространение мощного лазерного излучения может сопровождаться нелинейными эффектами. В такой постановке задача распространения ограниченных волновых пучков могла быть решена только численными методами.

С другой стороны, создание систем адаптивного управления и оптимизации параметров пучка вызвало необходимость поиска и разработки новых дистанционных методов измерений пространственно-энергетических и фазовых характеристик оптического излучения. Эти новые методы измерений не могли возникнуть без совершенствования, а в ряде случаев и разработки новых подходов к решению некорректных обратных задач, возникающих в той или иной предметной области. Так как решение обратной задачи зачастую базируется на решении прямой, потребовалась их совместная постановка.

### 1. Численные методы исследования самовоздействия лазерного излучения

Численные методы для задачи исследования распространения мощных лазерных пучков в атмосфере стали интенсивно разрабатываться с начала 70-х гг. и базировались на решении параболического уравнения. Первоначально были разработаны алгоритмы для осесимметричных случаев [1, 2]. Возможность построения эффективных

алгоритмов для задач в случае отсутствия осевой симметрии связана с использованием метода расщепления [3, 4]. В основе разностных схем лежали пятиточечные шаблоны и схемы более высокого порядка на основе метода конечных элементов [5–8]. Разработка алгоритма быстрого преобразования Фурье [9, 10] позволила выполнить построение численных алгоритмов с использованием подхода, при котором линейное уравнение дифракции решается в спектральном пространстве, а нелинейная рефракция учитывается в приближении фазового экрана на каждом шаге распространения [11–14].

При исследовании распространения лазерного излучения необходимо учитывать, что данное излучение может быть частично когерентным по своей природе. При этом необходимо иметь в виду, что даже в простейшем случае дифракции излучения в вакууме параболическое уравнение становится неприменимым, так как частичная когерентность приводит не только к увеличению расходимости пучка, но и существенным образом изменяет форму распределения интенсивности в фокальной плоскости. Поэтому в начале 80-х гг. встала проблема разработки новых теоретических методов, что было обусловлено, с одной стороны, возросшей актуальностью задачи исследования распространения мощного лазерного излучения на атмосферных трассах, с другой стороны, образовавшимся к этому времени разрывом между потребностями практики и развитием теории данного вопроса. Излучение лазерных установок было существенно некогерентным (расходимость на порядок превышала дифракционную), в то время как расчеты базировались на решении параболического уравнения и позволяли описывать распространение когерентного излучения.

Существуют два классических подхода к исследованию распространения случайных (частично когерентных) полей: 1) стохастический, на основе метода Монте-Карло; 2) метод моментов.

Высокий уровень развития численных алгоритмов решения параболического уравнения предопределил его

широкое использование в исследовании динамики статистики светового поля на основе метода статистических испытаний [11, 15–18]. На входе в среду моделировался набор псевдослучайных реализаций поля, удовлетворяющих статистическим свойствам источника некогерентного излучения. Затем путем усреднения результатов многократного решения параболического уравнения для комплексной амплитуды поля определялся набор энергетических и статистических характеристик частично когерентного пучка. Важно отметить, что метод статистических испытаний не требует дополнительных ограничений, характерных для исследования аналитическими методами распространения случайно-модулированных волн. Но его практическая реализация ограничена условием, что время когерентности излучения существенно превышает другие характерные динамические времена задачи, в частности, оно должно превышать время нелинейного отклика среды. Т.е. в рамках данного подхода возможно рассмотрение только так называемого узкополосного частично когерентного излучения.

Реальная ситуация для мощных лазерных пучков соответствовала обратному условию, так как время когерентности их излучения не превышало  $10^{-6}$  с, а время нелинейного отклика составляет примерно  $10^{-1}$  с. Таким образом, единственным возможным подходом к данной проблеме оставался метод, основанный на решении уравнений для моментов комплексной амплитуды поля [15, 18–21].

### 1.1. Метод моментов

Корреляционная теория случайных волн ограничивается рассмотрением лишь моментов первого и второго порядков. Это позволяет исследовать динамику таких величин, как время когерентности, длина (радиус) когерентности, степень когерентности, распределение средней интенсивности и вектора Умова–Пойнтинга. Если требуется исследовать динамику флуктуаций интенсивности излучения, то необходимо привлекать уравнения для моментов более высокого порядка.

Переход от параболического уравнения для комплексной амплитуды поля

$$2ik \frac{\partial E}{\partial z} + \nabla_{\mathbf{R}}^2 E + k^2 [\varepsilon_r(z, \mathbf{R}) + i \varepsilon_i(z, \mathbf{R})] E(z, \mathbf{R}) = 0 \quad (1)$$

( $k$  – волновое число;  $\varepsilon_r$ ,  $\varepsilon_i$  – реальная и мнимая части относительного возмущения диэлектрической проницаемости среды  $\Delta\varepsilon$ ) к замкнутому уравнению для функции когерентности (моменту второго порядка)

$$2ik \frac{\partial \Gamma_2}{\partial z} + 2\nabla_{\mathbf{R}} \nabla_{\mathbf{R}'} \Gamma_2 + k^2 [\Delta\varepsilon(z, \mathbf{R} + \mathbf{p}/2) - \Delta\varepsilon^*(z, \mathbf{R} - \mathbf{p}/2)] \Gamma_2(z, \mathbf{R}, \mathbf{p}) = 0 \quad (2)$$

в задачах самовоздействия предполагает возможность расщепления корреляторов поля и диэлектрической проницаемости, являющейся функционалом интенсивности излучения.

Для излучения, распространяющегося в среде с локальной инерционной нелинейностью, возможность такого расщепления была рассмотрена в работе [22], где полагалось, что расщепление возможно, если величина нелинейного возмущения диэлектрической проницаемости на изменение фазы поля  $\delta\varphi$  на длине продольной корреляции поля остается малой. В работе [18] проведен анализ этих же

вопросов на основе представлений о среде как о линейной системе, коэффициент передачи которой определяется материальным уравнением для диэлектрической проницаемости. В этом случае удается установить зависимость дисперсии флуктуаций диэлектрической проницаемости на выходе системы от спектральной плотности флуктуаций интенсивности на входе и определить условия, при которых возможно расщепление корреляторов в уравнении для  $\Gamma_2(z, \mathbf{R}, \mathbf{p}, t)$ .

Существенным для данных оценок является то, что в получаемых выражениях отсутствует зависимость от дистанции распространения, а из результатов работ, выполненных в рамках метода возмущений [16, 17, 23–25], следовало, что для сколько угодно малых начальных флуктуаций фазы и амплитуды волны при тепловом механизме самовоздействия с ростом дистанции наблюдается экспоненциальный рост флуктуаций. Другим результатом работ [16, 17] являлся вывод о применимости уравнения для функции когерентности только для слабонелинейных сред (параметр рефракции не должен превышать единицы). Однако во всех вышеуказанных работах было использовано условие

$$\tau_0 \gg \tau_{\text{нл}}, \quad (3)$$

где  $\tau_0$  – время корреляции для флуктуаций интенсивности излучения;  $\tau_{\text{нл}}$  – характерное время нелинейного отклика среды на изменение интенсивности излучения, что соответствует так называемому узкополосному частично когерентному излучению.

В работе [26] нами были определены границы применимости расщепления корреляторов в уравнении для функции когерентности второго порядка при тепловом самовоздействии широкополосного излучения, т.е. для условия

$$\tau_0 < T \ll \tau_{\text{нл}}, \quad (4)$$

где  $T$  – период повторения импульсов для частотно-импульсного режима излучения;  $\tau_{\text{нл}} = a/v$ ,  $a$  – радиус пучка,  $v$  – поперечная, относительно направления распространения пучка, компонента скорости ветра. При тепловом самовоздействии оптического излучения в движущейся среде материальное уравнение для определения нелинейного возмущения диэлектрической проницаемости в изобарическом приближении имеет вид [16, 23, 26]:

$$\left( \frac{\partial}{\partial t} + v \frac{\partial}{\partial x} - \lambda_T \Delta_{\perp} \right) \tilde{\varepsilon}(z, \mathbf{r}, t) = \alpha \left| \frac{d\varepsilon}{dT} \right| / (\rho c_p) I(z, \mathbf{r}, t), \quad (5)$$

где  $\lambda_T$  – коэффициент температуропроводности среды;  $\alpha$ ,  $\rho$ ,  $c_p$  – коэффициент объемного поглощения, плотность и удельная теплоемкость среды соответственно.

Было рассмотрено тепловое самовоздействие частично когерентного излучения в отсутствие ветра ( $v = 0$ ). Данный режим самовоздействия экспериментально и теоретически исследовался в работе [23]. При этом полагалось, что время когерентности  $\tau_0$  излучения превышает все другие характерные времена задачи, т.е. выполняется условие (3). Чтобы учесть влияние времени когерентности на динамику флуктуаций поля, в [26] это предположение не использовалось, и, соответственно, сохранялась производная по времени в уравнении (5). Для исключения влияния искажений пучка, как целого, на его флуктуационные характеристики рассматривался пучок с равномерным распределением средней интенсивности на апертуре, характерный размер которой удовлетворяет условиям

$$a \gg r_k, \quad a \gg \sqrt{2\pi z/k}, \quad (6)$$

где  $r_k$  – радиус когерентности.

Поле представлялось в виде

$$E(z, \mathbf{r}, t) = E_0 \exp [\chi(z, \mathbf{r}, t) + iS_0(z, \mathbf{r}, t)] + iS(z, \mathbf{r}, t), \quad (7)$$

где  $\chi(z, \mathbf{r}, t)$  – логарифм относительной амплитуды поля;  $S_0(z, \mathbf{r}, t)$ ,  $S(z, \mathbf{r}, t)$  – регулярная и флуктуационная составляющие набега фазы.

Предполагалось, что  $\chi \ll 1$ . Тогда для Фурье-преобразований флуктуаций логарифма амплитуды  $\chi$  и флуктуаций фазы  $S$  по поперечным координатам можно записать следующую систему уравнений [25, 26]:

$$\frac{\partial \chi(z, \boldsymbol{\kappa}, t)}{\partial z} - \frac{\boldsymbol{\kappa}^2}{2k} S(z, \boldsymbol{\kappa}, t) = 0;$$

$$\frac{\partial S(z, \boldsymbol{\kappa}, t)}{\partial z} + \frac{\boldsymbol{\kappa}^2}{2k} \chi(z, \boldsymbol{\kappa}, t) + 2kp_0 \int_0^t \chi(z, \boldsymbol{\kappa}, t') e^{-(t-t')\lambda_T \boldsymbol{\kappa}^2} dt' = 0, \quad (8)$$

где  $p_0 = \alpha E_0^2 / (2\rho c_p) \left| d\varepsilon / (dT) \right|$ ,  $[p_0] = 1/c$ , т.е. скорость изменения  $\Delta\varepsilon$ .

Дополняя систему (8) граничными условиями

$$\chi(z=0, \boldsymbol{\kappa}, t) = \chi_0(\boldsymbol{\kappa}, t); \quad S(z=0, \boldsymbol{\kappa}, t) = S_0(\boldsymbol{\kappa}, t)$$

и полагая, что флуктуации уровня и фазы статистически независимы и

$$\langle \chi_0(\boldsymbol{\kappa}, t) \chi_0(-\boldsymbol{\kappa}, t + \tau) \rangle = F_{\chi_0}(\boldsymbol{\kappa}) e^{-p_k |\tau|},$$

$$\langle S_0(\boldsymbol{\kappa}, t) S_0(-\boldsymbol{\kappa}, t + \tau) \rangle = F_{S_0}(\boldsymbol{\kappa}) e^{-p_k |\tau|}, \quad (9)$$

удалось получить аналитическое решение данной задачи. Если перейти к пределу  $\tau_0 \rightarrow \infty$  (т.е.  $p_k \rightarrow 0$ ), пренебречь теплопроводностью и положить  $F_{\chi_0}(\boldsymbol{\kappa}) = 0$ , то полученное решение для флуктуаций в точности совпадает с решением, полученным в [16] для данных условий.

Зависимость (9) выбрана с целью упрощения математических выкладок для получения такого решения. Конкретный вид зависимости от  $\tau$  является несущественным, так как была поставлена цель рассмотреть ситуацию, когда время когерентности  $\tau_0 = p_k^{-1}$  много меньше времени нелинейного отклика среды. Полученное решение позволило определить условия, при которых возможно расщепление корреляторов в уравнении для функции когерентности. Если ввести в рассмотрение параметр нелинейной рефракции  $R_T = L_d^2 L_r^2 / (L_d = ka^2)$  и нормировать дистанцию  $z$  на длину теплового самовоздействия  $L_r$  ( $\bar{z} = z/L_r$ ), то данное условие можно представить в виде

$$\sigma_{\chi_0}^2 \bar{z}^2 R_T \frac{\lambda_T \tau_0 r_k}{a^3 (1 + \lambda_T \tau_0 r_k^2)} \ll 1. \quad (10)$$

Это условие ограничивает сверху значения  $R_T$ . Однако для  $\bar{z} \sim 1$  значения параметра  $R_T$  могут быть много больше единицы при выполнении условий

$$\sigma_{\chi_0}^2 \ll 1; \quad \lambda_T \tau_0 \ll a^2; \quad r_k \ll a. \quad (11)$$

Причем эти условия не обязательно должны выполняться одновременно.

## 1.2. Уравнение переноса излучения в задачах самовоздействия

С целью дальнейшего упрощения уравнения (2) полным следующее разложение в ряд Тейлора:

$$\Delta\varepsilon(z, \mathbf{R} + \boldsymbol{\rho}/2) - \Delta\varepsilon^*(z, \mathbf{R} - \boldsymbol{\rho}/2) = \varepsilon_r(z, \mathbf{R} + \boldsymbol{\rho}/2) - \varepsilon_r(z, \mathbf{R} - \boldsymbol{\rho}/2) + i [\varepsilon_i(z, \mathbf{R} + \boldsymbol{\rho}/2) + \varepsilon_i(z, \mathbf{R} - \boldsymbol{\rho}/2)] \cong \boldsymbol{\rho} \nabla_{\mathbf{R}} \varepsilon_r(z, \mathbf{R}) + 2i \varepsilon_i(z, \mathbf{R}) + i \left( \frac{\boldsymbol{\rho}}{2} \nabla_{\mathbf{R}} \right)^2 \varepsilon_i(z, \mathbf{R}). \quad (12)$$

Отметим, что разложение (12) является точным для параболического профиля комплексной диэлектрической проницаемости. Далее, опуская последнее слагаемое в (12), т.е. используя приближение

$$\Delta\varepsilon(z, \mathbf{R} + \boldsymbol{\rho}/2) - \Delta\varepsilon^*(z, \mathbf{R} - \boldsymbol{\rho}/2) \cong \boldsymbol{\rho} \nabla_{\mathbf{R}} \varepsilon_r(z, \mathbf{R}) + 2i \varepsilon_i(z, \mathbf{R}), \quad (13)$$

подставляя (13) в (2) и затем выполняя преобразование Фурье по  $\boldsymbol{\rho}$ , получим уравнение

$$\frac{\partial J}{\partial z} + [\boldsymbol{\kappa} \nabla_{\mathbf{R}} + \frac{1}{2} \nabla_{\mathbf{R}} \varepsilon_r(z, \mathbf{R}) \nabla_{\boldsymbol{\kappa}} + \alpha(z, \mathbf{R})] J(z, \mathbf{R}, \boldsymbol{\kappa}) = 0, \quad (14)$$

где  $\alpha$  – коэффициент поглощения среды:  $\alpha(z, \mathbf{R}) = k \varepsilon_i(z, \mathbf{R})$ ;  $J$  – Фурье-образ функции когерентности

$$J(z, \mathbf{R}, \boldsymbol{\kappa}) = (2\pi)^{-2} \iint_{-\infty}^{\infty} \Gamma_2(z, \mathbf{R}, \boldsymbol{\rho}) \exp(-i\boldsymbol{\kappa}\boldsymbol{\rho}) d\boldsymbol{\rho}. \quad (15)$$

Видно, что уравнение (14) эквивалентно малоугловому приближению уравнения переноса излучения (УПИ), в котором  $J$  представляет собой яркость или лучевую интенсивность. В квантовой механике функция  $J$  называется функцией Вигнера. Строго говоря, это более правильное название, так как хотя функция  $J$  и удовлетворяет уравнению (14), которое эквивалентно УПИ, но ее свойства не вполне соответствуют понятию яркости. В частности, функция  $J$  может принимать отрицательные значения и отличаться от нуля в точках, где интенсивность обращается в нуль [27].

Замечательным свойством уравнения (14) является то, что оно первого порядка в отличие от исходного уравнения для функции когерентности  $\Gamma_2$ . Выполненные процедуры не только понизили порядок уравнения, но осуществили переход от комплексной функции  $\Gamma_2$  к вещественной  $J$ . Оба эти обстоятельства имеют существенное значение при реализации численных алгоритмов решения дифференциальных уравнений.

Уравнение переноса излучения известно исследователям давно. Первоначально оно было выведено феноменологически с использованием понятий геометрической оптики и получило широкое распространение в классической теории переноса света. Позже УПИ с успехом использовалось в теории переноса нейтронов. Впервые связь малоуглового приближения УПИ с уравнением для функции когерентности второго порядка, полученного из параболического уравнения, для поля была установлена в [28] и затем использовалась в работах [27, 29] для описания рассеяния излучения в случайно-неоднородных средах. Существен-

ным моментом этих работ было установление электродинамического содержания понятия «яркость излучения». В [30] для статистически однородных сред было получено УПИ из уравнения для функции когерентности поля в более общем случае, исходя не из параболического уравнения, а из уравнения Гельмгольца. Более общий случай статистически неоднородных сред рассматривался в [31]. С развитием работ по нелинейной атмосферной оптике исследователи обратились к УПИ [32]. Однако до работы [33] при его решении использовались различного рода упрощения на основе безабберационного приближения, приближения фазового экрана или метода моментов [16, 32, 34–38].

В [33] впервые было выполнено строгое численное решение данного уравнения для осесимметричного случая. Решение получено методом характеристик, который является традиционным для уравнений первого порядка. Эти результаты показали, что обобщить данный алгоритм на пятимерные задачи не представляется возможным.

Решение таких задач требует использования дополнительных приближений. В качестве такого приближения в работах [39, 40] впервые предложено использовать асимптотический метод Лапласа для вычисления интеграла, представляющего собой общее решение УПИ. Использование такого подхода позволяет перейти от численного расчета семейства характеристик уравнения, соединяющего точку в текущей плоскости излучения со всеми точками начальной плоскости, к вычислению опорной характеристики (луча максимальной яркости [39] или геометрооптического луча [40]) и ее первых вариаций. Физически это означает, что распределение яркости по угловым координатам в каждой точке аппроксимируется гауссовым распределением. Это позволило уменьшить объем требуемых вычислений примерно на два порядка. Используя методы вариационного исчисления и учитывая, что уравнения для первых вариаций являются линейными, в работе [40] с использованием формулы Лиувилля был осуществлен переход от задания начальных условий к данным уравнениям в текущей плоскости к их заданию в начальной плоскости. Это еще более чем на порядок уменьшило требуемый объем вычислений. В дальнейшем с использованием идеи сохранения гауссовой формы для распределения яркости были получены решения УПИ другими авторами [41, 42]. В работе [41] на основе квадратичной аппроксимации для структурной функции турбулентных флуктуаций показателя преломления был реализован алгоритм, который позволил наряду с нелинейной рефракцией учесть турбулентное уширение частично когерентного пучка.

### 1.3. Распространение частично когерентного излучения на атмосферных трассах

Сочетание метода Лапласа и метода вариаций позволило построить исключительно эффективные алгоритмы и впервые перейти к решению пятимерных задач. В расчетах учитывался только один тип нелинейности – тепловая стационарная (ветровая) нелинейность. Это связано с тем, что после интенсивных и безуспешных поисков эффективных режимов нелинейного распространения мощного излучения на атмосферных трассах для различных типов нелинейности, предпринятых в конце 70-х гг., исследователи пришли к заключению, что более эффективным будет путь ухода от нелинейности. В результате стали рассматривать пучки непрерывного (квазинепрерывного) излучения с большой апертурой, распространяющиеся в верхних разре-

женных слоях атмосферы. В этом случае даже для пучков мощностью порядка 100 кВт плотность мощности составляла  $10^2$  Вт/см<sup>2</sup>, что, по крайней мере, на 2 порядка ниже порога проявления всех нелинейных эффектов, кроме теплового.

Были выполнены расчеты распространения мощных пучков на протяженных вертикальных трассах для широкополосного частичного когерентного излучения. В расчетах учитывалось, что направление ветра меняется с высотой над уровнем земли [43]. Это приводит к сильным искажениям формы распределения интенсивности в сечении пучка (рис. 1).

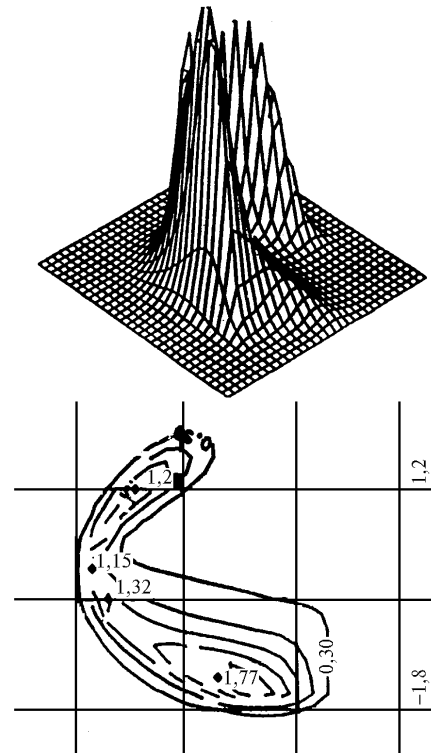


Рис. 1. Распределение интенсивности на высоте 9 км для первоначально гауссова пучка

### 1.4. Оптимизация распространения излучения на атмосферных трассах. Оптимизация начальной фокусировки

Исследования распространения излучения на атмосферных трассах имеют своей основной целью выработку рекомендаций по увеличению эффективности передачи энергии. В расчетах по оптимизации фокусировки частично когерентного излучения было установлено, что на вертикальных трассах данная фокусировка не обладает какими-либо особенностями по сравнению с когерентным излучением. Для трасс с нелинейным слоем, прилегающим к источнику, оптимальная фокусировка соответствует фокусировке в точку, расположенную перед плоскостью приема [44, 45]. Более острая фокусировка требуется, чтобы компенсировать дефокусирующее действие этой «нелинейной линзы», а область перетяжки, играющая существенную роль для однородных трасс [44 – 46], не оказывает никакого действия, так как находится за пределами нелинейного слоя среды.

Для протяженных слабонаклонных высотных трасс решение вопроса об оптимальной фокусировке не является

таким же однозначным. Данные трассы являются неоднородными, так как вдоль них меняется высота над поверхностью Земли. Максимальное поглощение излучения наблюдается на участках трассы, максимально приближенных к поверхности. Для различных трасс данные участки могут располагаться в начале, в конце или середине трассы. От этого зависит выбор условия фокусировки.

Рассмотрим распространение излучения на трассе протяженностью 500 км с расположением источника на высоте  $H_0 = 10$  км и приемника на высоте  $H_n = 15$  км. Это соответствует тому, что угол наклона трассы к горизонту  $\gamma$  в месте расположения источника составляет  $-1,7^\circ$ , т.е. трасса направлена вниз. Для таких протяженных трасс уже при сравнительно небольших плотностях мощности ( $\approx 10$  Вт/см<sup>2</sup>) наблюдались существенные нелинейные искажения пучка. В расчетах, выполненных для трех значений угла начальной расходимости излучения  $\theta_d = a_0/L_d$  ( $a_0$  – начальный радиус пучка, равный 1 м,  $L_d$  – длина дифракции частично когерентного излучения)  $\theta_d = 2 \cdot 10^{-6}$ ,  $10^{-6}$ ,  $2 \cdot 10^{-7}$ , было получено, что на приемную апертуру, представляющую собой круг диаметром 1 м с центром на первоначальной оси распространения пучка, попадало соответственно 14, 21 и 27% энергии, дошедшей до плоскости приема. При этом пропускание для данной трассы было достаточно высоким:  $T = 94\%$  (учитывалось только молекулярное поглощение). Для оптимальных фокусных расстояний были получены следующие значения:  $F_0 \approx 685, 750$  и  $745$  км.

Отметим, что для всех значений  $\theta_d$  излучение необходимо фокусировать за плоскость приема. Такое же поведение оптимальной фокусировки характерно для однородных трасс. Однако, как показано в [44 – 46], для однородных трасс с уменьшением  $\theta_d$  монотонно возрастает значение  $F_0$ . Это объясняется тем, что нелинейные эффекты на однородных трассах максимально проявляют себя в области перетяжки фокусированного излучения. С уменьшением  $\theta_d$  плотность мощности в перетяжке растет, а сама перетяжка приближается к фокусу. Данная трасса не является однородной. Для нее характерно, что эффекты поглощения излучения максимально проявляют себя на расстоянии приблизительно 185 км от источника, где трасса наиболее близка к поверхности Земли. При фокусировке за плоскость приема наибольшую плотность мощности пучок имеет в конце трассы либо близко к ее концу (в зависимости от мощности излучения). Несовпадение области с максимальной плотностью мощности и области максимального поглощения излучения приводит к появлению двух конкурирующих областей проявления нелинейных эффектов и, как следствие, к немонотонной зависимости  $F_0$  от  $\theta_d$ .

Аналогичные результаты для оптимизации фокусировки были получены и для других трасс с начальным углом наклона  $\gamma < -2^\circ$ . Расчеты были выполнены для трасс с расположением источника и приемника на высотах от 10 до 25 км и протяженностью от 100 до 500 км.

Для трасс, направленных вверх ( $\gamma > 0$ ), реализуется другая ситуация. Для них характерно, что оптимальное фокусное расстояние меньше длины дистанции. Это объясняется тем, что на данных трассах нелинейные эффекты заметно проявляют себя на начальном участке. Более острая фокусировка требуется, чтобы компенсировать дефокусирующее действие этой «нелинейной линзы». Такая ситуация характерна для неоднородных трасс, с нелинейным слоем, прилегающим к источнику [44, 45].

Однако простой вывод, что для трасс, направленных вниз, необходимо фокусировать излучение за плоскость приема, а для трасс, направленных вверх или горизонтально, требуется фокусировка ближе плоскости приема, следует из расчетов, не учитывающих наличие в атмосфере вулканического аэрозольного слоя Юнге. Данный слой располагается на высоте приблизительно 20 км. Как показывают расчеты, при распространении пучка через этот слой возникают дополнительные нелинейные искажения, обусловленные аэрозольным поглощением. Это существенно усложняет качественный анализ ситуации, и для ответа на вопрос о выборе начальной фокусировки требуется выполнение численных расчетов для каждого конкретного пучка и конкретной трассы.

### 1.5. Оптимизация мощности излучения

Одной из первых работ по численному моделированию распространения когерентного лазерного излучения на атмосферной трассе была работа [47]. В ней приведены результаты исследований зависимости максимальной интенсивности от параметра искажения

$$N_c = \left| \frac{dn}{dT} \right| \frac{\alpha I z^2}{\rho c_p v a_0} \quad (18)$$

для различных ситуаций: в условиях сканирования пучка и без сканирования, с программной фазовой коррекцией и без нее. Показано, что на величину и положение максимумов этих зависимостей существенно влияют параметры трассы и начальная фокусировка. Если изменить значение начального радиуса пучка или длины волны излучения, то изменяется наклон прямой линии, соответствующей распространению «без расплывания» (т.е. дифракционному распространению), а вместе с ним изменяются положения максимумов. Попытки исследователей установить закономерности положения данных максимумов в зависимости от параметра  $N_c$  на основе теоретического анализа путем введения поправочных множителей, учитывающих фокусировку, сканирование, дрожание пучка и т.п. [48–50], не дали желаемого результата – точность таких попыток была невысокой. Поэтому единственной возможностью решения данной задачи оставалось использование численных расчетов распространения для конкретных параметров пучка и трассы. Оптимизация выполнялась по различным критериям, что не меняло характера поведения кривых оптимизации, но влияло на значения оптимальной мощности [44, 48].

Для частично когерентного излучения ситуация еще больше усложняется, так как появляется еще один параметр (радиус когерентности), от которого зависит наклон прямой линии, соответствующей распространению «без расплывания», а следовательно, и вид кривых оптимизации. Однако на основе анализа многочисленных расчетов, выполненных авторами, удастся установить устойчивые признаки и характеристики оптимального распространения излучения на различных трассах. И хотя это не позволяет полностью избежать численных расчетов, но принципиальным образом уменьшает требуемый объем вычислений.

В работе [43] нам удалось на основе анализа численных расчетов распространения мощного излучения на вертикальной трассе найти систему координат, в которой все результаты ложатся на прямую линию, и установить, что эффективные телесные углы пучка за нелинейным слоем

при оптимальном распространении превышают дифракционные в 1,7 раза для зимней модели атмосферы и в 1,9 раза для летней.

Из этих результатов также следовало, что если нам удалось уменьшить начальную расходимость излучения, то для сохранения условия оптимальности распространения начальную мощность нужно уменьшить во столько же раз. При этом эффективная плотность мощности возрастет во столько же раз. Уменьшение начальной расходимости без соответствующего уменьшения начальной мощности не дает заметного увеличения эффективной интенсивности.

Выявленный для вертикальных трасс признак оптимального распространения оказался достаточно устойчивым и проявил себя на слабонаклонных трассах. Расчеты были выполнены для различных трасс, отличающихся как протяженностью, так и высотами расположения источников и приемников. Получены существенно различающиеся значения оптимальной плотности мощности. Для трасс с расположением источника и приемника на высоте около 25 км данная плотность мощности более чем на два порядка превышала соответствующие значения для трасс с расположением источника и приемника на высотах около 10 км. Однако во всех случаях условия оптимального распространения соответствовали приблизительно одинаковым нелинейным искажениям. И во всех случаях эффективный размер пучка на 30–50% превышал его дифракционные размеры, т.е. как и для вертикальных трасс, и в этом случае для эффективной площади пучка выполняется условие

$$R_{\text{эф}}^2 = (1,5 - 2,2) R_{\text{диф}}^2 \quad (17)$$

Величина роста эффективной площади может отличаться от двойки в ту и другую сторону, но данное отличие для большинства ситуаций не превышает полутора раз. Таким образом, при численном определении оптимальных условий распространения можно воспользоваться тем обстоятельством, что если  $R_{\text{эф}}$  превышает  $R_{\text{диф}}$  менее чем на 10%, то значение начальной мощности существенно меньше оптимальной. А превышение  $R_{\text{эф}}$  более чем в два раза над  $R_{\text{диф}}$  указывает на то, что начальная мощность существенно превосходит оптимальную.

Другим важным признаком оптимального распространения может служить условие

$$L_{r\text{эф}} \approx L,$$

где  $L$  – длина дистанции,  $L_{r\text{эф}}$  – эффективная длина нелинейной рефракции, которая определяется как

$$L_{r\text{эф}}^{-1} = \int_0^L (1 - z/L) L_r^{-2}(z) dz. \quad (18)$$

Длина нелинейной рефракции  $L_r$  определяется выражением

$$L_r [\text{км}] = 0,85 \sqrt{\frac{\pi a^3 [\text{М}] v [\text{М/с}]}{P [\text{кВт}] \alpha [\text{М}^{-1}]},$$

которое при подстановке в него значений соответствующих параметров, выраженных в размерностях, указанных в квадратных скобках, дает значение длины рефракции в километрах. Вид данного выражения совпадает с традиционным определением длины рефракции, но в него подставляются не начальные значения радиуса пучка ( $a$ ), его мощности ( $P$ ), значения поперечной скорости ветра ( $v$ ) и коэф-

фициента поглощения ( $\alpha$ ) в начале трассы, а их изменяющиеся вдоль трассы значения.

## 2. Дистанционная диагностика энергетических и фазовых характеристик лазерных пучков

### 2.1. Измерения распределения интенсивности и его параметров

Для измерений характеристик лазерных пучков высокой мощности и значительного поперечного размера [51] обычные методы и приборы, используемые в лабораторной практике [52, 53], оказались не всегда применимыми. Использование матриц приемников и сеток болометров [54–56] ограничивалось низкой мобильностью и трудностью применения на наклонных и вертикальных трассах. Возникла необходимость развития методов дистанционной диагностики пространственно-энергетических параметров лазерных пучков.

В связи с созданием тепловизоров [57], способных дистанционно измерять пространственно-временное распределение температуры нагретых поверхностей, возникла потенциальная возможность восстановления распределения интенсивности лазерного пучка по распределению температуры нагретой им поверхности. Нами разработаны теплофизические основы такого метода диагностики [58–61].

Задача нагрева мишени лазерным излучением, которая сформулирована как задача решения трехмерного уравнения теплопроводности с заданием теплового потока на нагреваемой поверхности и условиями теплоизоляции или охлаждения обратной поверхности, редуцирована с помощью метода инвариантного погружения [62, 63] к двумерным уравнениям теплопроводности для температуры поверхности мишени с эквивалентными источниками тепла, соответствующими граничным условиям. Так, для теплового режима «полуграниченного тела» соответствующее уравнение теплопроводности будет иметь вид

$$\frac{\partial}{\partial t} T(\mathbf{p}, t) - \lambda_T \Delta_{\perp} T(\mathbf{p}, t) = - \frac{1}{8 \sqrt{\pi^3} \lambda_T^{3/2}} \int_0^t dt' \int_{-\infty}^{\infty} d^2 \mathbf{p}' \times \\ \times \frac{q(\mathbf{p}', \tau)}{(t - \tau)^{3/2}} \exp\left(-\frac{(\mathbf{p} - \mathbf{p}')^2}{4\lambda_T(t - \tau)}\right), \quad (19)$$

для  $T(\mathbf{p}, t)$  – температура на поверхности мишени;  $q(\mathbf{p}, t)$  – тепловой поток на лицевой поверхности, связанный с распределением интенсивности в поперечном сечении пучка:

$$q(\mathbf{p}, t) = (1 - R) I(\mathbf{p}, t) + \vartheta T(\mathbf{p}, t) - \sigma b T^4(\mathbf{p}, t).$$

Здесь  $\lambda_T$  – коэффициент температуропроводности;  $\vartheta$  – коэффициент теплоотдачи;  $b$  – коэффициент излучения;  $\sigma$  – постоянная Стефана – Больцмана;  $R$  – коэффициент отражения. Обращая (19) относительно теплового потока, получим

$$q(\mathbf{p}, t) = - \frac{\lambda_q}{8 \sqrt{\pi^3} \lambda_T^{3/2}} \int_0^t dt' \int_{-\infty}^{\infty} d^2 \mathbf{p}' \frac{T(\mathbf{p}', \tau)}{(t - \tau)} \exp\left(-\frac{(\mathbf{p} - \mathbf{p}')^2}{4\lambda_T(t - \tau)}\right), \quad (20)$$

где  $\lambda_q$  – коэффициент теплопроводности.

Уравнения, подобные (19), могут быть получены для других теплофизических ситуаций, важных для практических приложений, и также выведены аналитические соотношения для восстановления теплового потока (и распределения интенсивности лазерного пучка) по измеряемому распределению температуры [64]. Если обратная поверхность нагреваемой мишени теплоизолирована, то аналитическое представление теплового потока на лицевой поверхности мишени будет выглядеть следующим образом [60, 61]:

$$q(\mathbf{p}, t) = -\frac{\lambda_q}{4\pi\lambda_T L} \int_0^t d\tau \int_{-\infty}^{\infty} d^2\rho' \frac{T(\mathbf{p}', \tau)}{(t-\tau)} \times \exp\left[-\frac{(\mathbf{p}-\mathbf{p}')^2}{4\lambda_T(t-\tau)}\right] \frac{d}{d\tau} \theta_1\left(\frac{1}{2}, \frac{\lambda_T}{L^2}(t-\tau)\right), \quad (21)$$

где  $L$  – толщина мишени;

$$\theta_1(\vartheta, t) = 2 \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \exp(-\pi^2(n+1/2)^2 t) \sin \pi(2n+1)\vartheta.$$

Для теплофизически тонких мишеней [64] выражение для восстановления теплового потока принимает следующий вид:

$$q(\mathbf{p}, t) = \frac{\lambda_q L}{\lambda_T} \left[ \frac{\partial T}{\partial t}(\mathbf{p}, t) - \lambda_T \Delta_{\mathbf{p}} T(\mathbf{p}, t) \right]. \quad (22)$$

Имея интегральные представления для восстановления теплового потока, нетрудно получить соотношения для определения интегральных параметров лазерных пучков. К таким параметрам относятся:

величина светового потока (мощности лазерного пучка)

$$P(t) = \int_{-\infty}^{\infty} d^2\rho I(\mathbf{p}, t), \quad (23)$$

вектор координат центра тяжести распределения интенсивности

$$R_c \{R_{cx}, R_{cy}\} = iR_{cx} + jR_{cy} = \frac{1}{P(t)} \int_{-\infty}^{\infty} I(\mathbf{p}, t) \mathbf{p} d^2\rho, \quad (24)$$

эффективный радиус пучка  $\rho_e$ , определяемый на основе соотношения

$$\rho_e^2 = \rho_{xe}^2 + \rho_{ye}^2 = \frac{1}{P(t)} \int_{-\infty}^{\infty} I(\mathbf{p}, t) \rho^2 d^2\rho. \quad (25)$$

Например, для полного потока в случае теплоизолированной мишени имеем

$$P(t) = -\frac{\lambda_T}{L(1-R)} \int_0^t d\tau M_0(\tau) \frac{d}{d\tau} \theta_1\left(\frac{1}{2}, \frac{\lambda_T}{L^2}(t-\tau)\right), \quad (26)$$

где

$$M_0(t) = \int_{-\infty}^{\infty} T(\mathbf{p}, t) d^2\rho.$$

Для эффективного радиуса пучка

$$\rho_e^2 = -\frac{\lambda_q}{L(1-R)P(t)} \int_0^t d\tau [M_{T2}(\tau) + 4\chi(t-\tau) M_0(\tau)] \times \frac{d}{d\tau} \theta_1\left[\frac{1}{2}, \frac{\lambda_T}{L^2}(t-\tau)\right],$$

где

$$M_{T2}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} T(\mathbf{p}, t) \rho^2 d^2\rho$$

– момент инерции температуры.

Так как аналитические соотношения типа (21) представляют собой пространственно-временную свертку распределения температуры с многомерными сингулярными обобщенными функциями [65, 66], то для разработки численных алгоритмов решена задача канонической регуляризации полученных функциональных выражений [67].

Обратные задачи теплопроводности (ОЗТ) и частный случай ОЗТ – задача пересчета граничных условий, которую нам приходится решать, относятся к классу некорректно поставленных задач. Некорректность прямо следует из вида полученных аналитических соотношений, содержащих либо дифференцирование экспериментальных данных, либо эквивалентную дифференцированию степенную сингулярность ядра интегрального соотношения, через которое представляется решение обратной задачи. Поэтому необходимо исследовать устойчивость задачи восстановления теплового потока по данным температурного поля с учетом случайного шума и строить алгоритмы восстановления с учетом ошибок измерений пространственно-временного распределения температуры. Численное моделирование, а также обращение данных лабораторных измерений позволяют установить точность и пространственное разрешение алгоритмов, построенных на аналитических решениях обратной задачи.

На рис. 2 представлены результаты восстановления теплового потока для тонкой мишени (22) [68], которая представляет собой прямоугольную пластину размерами  $x_0 \times y_0$ , а измерения температуры производятся в момент времени  $0 < t < t_{\max}$ . Использовался частотно-разностный аналог уравнения (22) по пространственной и временной координате [68]. При этом применялась фильтрация температурных данных с помощью оптимального фильтра, построенного на основе сглаживающего функционала Тихонова [69]. Для измерения распределения температуры на поверхности мишени применялась автоматизированная телевизионная система [70, 71]. Ее параметры, а также условия эксперимента изложены в [64].

В качестве исходных данных использовались 25 последовательных кадров распределения температуры с временным интервалом 0,4 с с пространственным разрешением  $100 \times 100$  точек. Результат восстановления теплового потока по измеренным значениям температуры без подавления шумов показан на рис. 2,а. На рис. 2,б представлен результат восстановления потока с использованием регуляризирующего множителя  $\text{sinc}(x)$ . Видно, что при обработке изображения появляются артефакты – отрицательные значения интенсивности. Восстановление потока с использованием регуляризирующего алгоритма БПФ показано на рис. 2,в. Из рис. 2

видно, что распределение интенсивности близко к одно-модовому. Сравнение восстановленных и измеренных эффективных радиусов пучка и функционалов фокуси-

ровки (мощность пучка в пределах заданной апертуры) позволяет судить об удовлетворительных результатах восстановления.

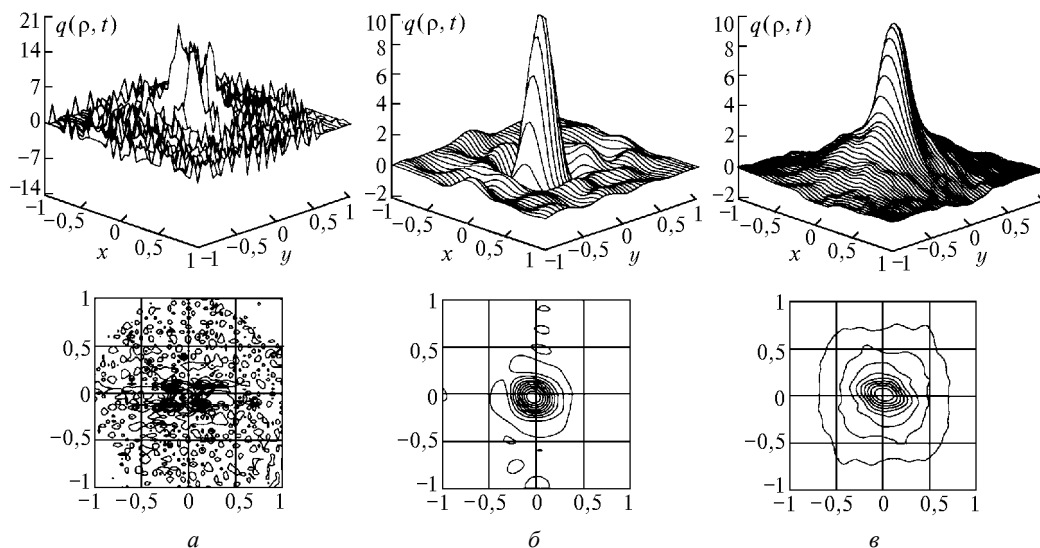


Рис. 2. Восстановление теплового потока, Вт/см<sup>2</sup>, обработка лабораторного эксперимента, кадр: *a* – поток, восстановленный без фильтрации измеренных значений температуры; *б* – тепловой поток, восстановленный с применением неоптимального sinc-фильтра [64]; *в* – тепловой поток, восстановленный с оптимальной тихоновской фильтрацией

Поскольку рассмотренный выше метод исключает возможность одновременного получения данных о характеристиках лазерного излучения, а известные проходные измерители [54–56] вносят дополнительные искажения в лазерный пучок и не обеспечивают измерений на наклонных трассах, нами были разработаны теоретические основы томографического метода реконструкции интегральных параметров лазерных пучков по зарегистрированным значениям яркости излучения, рассеянного средой распространения [72–75].

Задача восстановления формулируется как задача трехмерной вычислительной томографии, поскольку из уравнения переноса [76] удается установить [64], что яркость рассеянного излучения  $J(\mathbf{r}, \Omega)$  и распределение интенсивности лазерного пучка  $I(\mathbf{r})$  оказываются связанными интегральным преобразованием Радона [77]:

$$J(\mathbf{r}, \Omega) = (1/4\pi) \sigma_s(\mathbf{r}_0) f(\mathbf{r}_0, \varphi) \exp[-\tau(\mathbf{r}_0, \mathbf{r})] \int_0^\infty dR I(\mathbf{r} - R\Omega), \quad (27)$$

где  $\Omega, \Omega_0$  – единичные векторы направления наблюдения и направления оси лазерного пучка;  $\sigma_s(\mathbf{r})$  – объемный коэффициент рассеяния;  $f(\mathbf{r}, \Omega, \Omega_0)$  – индикатриса рассеяния;  $\varphi = \arccos(\Omega \Omega_0)$ ;  $\mathbf{r}_0$  – координата центра области пересечения линии визирования с лазерным пучком;  $\tau(\mathbf{r}_0, \mathbf{r})$  – оптическая толщина среды.

Оценки значений освещенностей изображения рассеивающего объема в плоскости приемного телескопа, являющегося регистратором проекционных данных для оптических моделей земной атмосферы, включающих аэрозольное и молекулярное рассеяние света, позволяют сделать вывод о перспективах уверенной регистрации радонских проекций лазерного пучка с довольно значительных высот и о реальности технического осуществле-

ния томографического метода в земной атмосфере, в том числе и на наклонных трассах.

В [72] представлены расчетные формулы и вычислительные алгоритмы, позволяющие определить интегральные параметры пучка, минуя этап реконструкции распределения интенсивности. Здесь же показано, что восстановление нормированного на полную мощность распределения интенсивности и интегральных критериев качества пучка может быть достигнуто без привлечения информации о рассеивающих и поглощающих свойствах среды. В результате численного эксперимента удается установить, что реконструкция интегральных критериев качества лазерных пучков непосредственно по проекционным данным не приводит к потерям точности реконструкции по сравнению с интегрированием восстановленного распределения интенсивности, но позволяет более чем на порядок увеличить скорость реконструкции. Поскольку рассмотрение рассеяния диагностируемого пучка земной атмосферой проведено в линейном приближении – без учета пространственной модуляции излучением ее рассеивающих свойств, то применимость разработанных алгоритмов оказывается ограниченной.

## 2.2. Определение фазовых искажений

Разработка когерентных адаптивных оптических систем с управлением волновым фронтом привела к постановке проблемы датчиков волнового фронта – проблемы измерения атмосферных фазовых искажений. Результаты ее решения обобщались на определенных этапах [44, 78–81]. Однако появилась необходимость оценки качества и повышения эффективности уже известных способов восстановления волнового фронта. К тому же разработка самих методов восстановления фазы была далека от завершения с точки зрения полноты данных об измеряемом волновом фронте, а также возмож-



ностей использования для такого восстановления всего круга явлений, связанных с дифракцией и интерференцией лазерных пучков.

Так, для измерения фазовых искажений используются устройства, позволяющие оценивать наклоны волнового фронта. Среди таких устройств наиболее широкое распространение получил датчик Шэка–Гартмана, представляющий собой матрицу фокусирующих элементов, апертуры которых разбивают исследуемое излучение на парциальные пучки. Результаты измерения датчика должны быть преобразованы в значения самой фазы. Существовавшие способы такого преобразования [82–84] не позволяли эффективно оценивать качество восстановления волнового фронта в присутствии шумов, выбирать форму субапертур, положение датчиков в соответствии с геометрией излучения. Особой проблемой оказалось измерение фазы в условиях сильной турбулентности, когда возникают дислокации волнового фронта [85, 86]. Преодолеть такого рода трудности позволяет аналитическое представление, связывающее фазу со значениями ее частных производных [64, 87]:

$$S(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_{\Gamma} \frac{S(x', y')(y-y')dx' - S(x', y')(x-x')dy'}{(x'-x)^2 + (y'-y)^2} + \frac{1}{2\pi} \iint_D dx' dy' \frac{\mu(x', y')(x-x') + \nu(x', y')(y-y')}{(x'-x)^2 + (y'-y)^2}. \quad (28)$$

Соотношение (28) выражает фазу через значения частных производных  $\mu(x', y') = \frac{\partial}{\partial x} S(x, y)$ ,  $\nu(x, y) = \frac{\partial}{\partial y} S(x, y)$  (наклонов волнового фронта) в пределах входного зрачка  $D$  и значения фазы на контуре  $\Gamma$ , его ограничивающем.

Данный подход позволяет преодолеть условное разделение на зональные и модальные методы измерения и представления фазы в системах адаптивной оптики и получить значения амплитуды модальных составляющих при любом типе аппроксимации волнового фронта

$$S(\mathbf{r}) = \sum_{k=0}^{\infty} b_k \Psi_k(\mathbf{r}), \quad (29)$$

где

$$b_k = \iint_D S(\mathbf{r}) \Psi_k(\mathbf{r}) d^2\mathbf{r}, \quad (30)$$

осуществляемой при помощи базисных функций  $\Psi_k(\mathbf{r})$ , будь то полиномы Цернике, ортогональные моды Уолша, функции Хаара, конечные или граничные элементы. В численном эксперименте по восстановлению фазы и коэффициентов ее разложения в базисе полиномов Цернике доказана эффективность предлагаемого подхода при построении алгоритмов управления корректорами волнового фронта в системах адаптивной оптики [88, 89]. Результаты реконструкции восстановленной функции  $S_2(x, y)$  изображены на рис. 3, б.

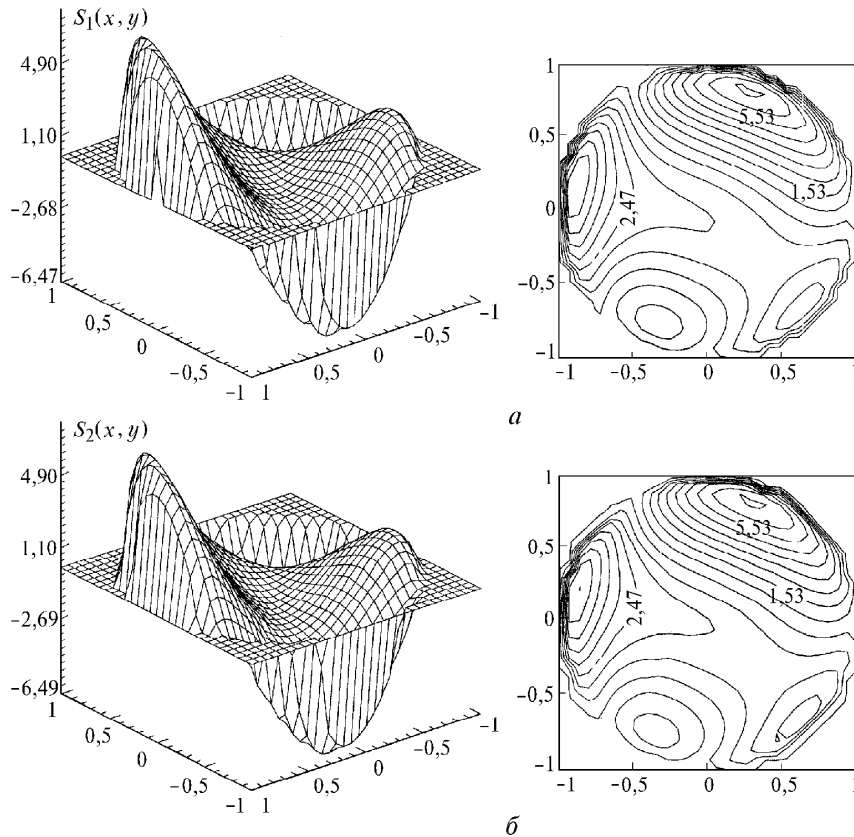


Рис. 3. Распределение фазы в пределах входного зрачка  $D$ : а – исходное распределение  $S_1(x, y)$ ; б – распределение, восстановленное по формуле (28)

Такой подход оказался перспективным [90, 91] и при решении проблемы получения оптимальных

в среднем по ансамблю модовых разложений фазы. Для таких разложений ставится задача

минимизации средней по ансамблю энергии ошибки  $\langle \varepsilon^2 \rangle$ , где

$$\varepsilon^2 = \iint_D \left[ S(\mathbf{r}) - \sum_{k=0}^N b_k \Psi_k(\mathbf{r}) \right]^2 d^2r, \quad (31)$$

а базис  $\Psi_k(\mathbf{r})$ , при котором этот минимум достигается, называется базисом Карунена – Лоэва – Обухова. В [90, 91] продемонстрирована возможность представления оптимального модового разложения по любой заданной (корректором волнового фронта) системе функций.

В [92] предложены принципы функционирования томографического датчика волнового фронта, в котором восстановление фазы осуществляется по измерениям интегральных моментов распределения интенсивности, формируемого приемным объективом в фокальной плоскости при различных положениях обеспечивающей томографическое сканирование диафрагмы. Результаты теоретического анализа и численного моделирования такого датчика показали, что при высокой точности пространственной ориентации сканирования и измерения положения центра тяжести изображения данный способ может не только обладать всеми преимуществами гартмановского метода по сравнению с интерферометрическим, но и достигнуть точности последнего.

Как уже было сказано, восстановление фазового распределения оптических пучков, распространяющихся в атмосфере в условиях сильной турбулентности, когда поперечная картина интенсивности приобретает ярко выраженную спекл-структуру и возникают дислокации волнового фронта, становится особой проблемой. Дислокации, существенно снижая эффективность транспортировки световой энергии, оказываются «скрытыми» для датчиков волнового фронта существующих адаптивных систем [86]. Сделать «видимым» дислокационное (сингулярное) фазовое распределение позволяет обобщение полуаналитического подхода [87] на основе потенциальных и вихревых свойств векторного поля градиента фазы [92].

В настоящей статье рассмотрены отдельные аспекты сложной комплексной проблемы распространения высокоинтенсивных лазерных пучков в атмосфере. Результаты исследований получены в ИОА СО РАН в течение последних 15 лет. Внимание уделено в основном вопросам теории, представляющим, на наш взгляд, интерес для читателей и не нашедшим достаточного отражения в вышедших к настоящему времени монографиях.

1. Дышко Л.А. Разностный метод решения распространения светового луча в нелинейной среде // Ж. вычислит. матем. и матем. физ. 1968. Т. 8. № 1. С. 238.
2. Fleck J.A. A cubic spline method equation of nonlinear optics // J. Comp. Phys. 1974. V. 16. № 4. P. 324–341
3. Годунов С.К., Рабенький В.С. Разностные схемы. М.: Наука, 1977. 439 с.
4. Марчук Г.И. Методы вычислительной математики. М.: Наука, 1980. 535 с.
5. Воробьев В.В., Шеметов В.В. Численное исследование некоторых задач теплового самовоздействия лазерных пучков в атмосфере. М., 1978. (Препринт / ИФА АН СССР).
6. Егоров К.Д., Кандидов В.П. Метод конечных элементов в трехмерной задаче самовоздействия. // VII Всесоюзный симпозиум по дифракции и распространению волн: Тез. докл. Ростов-на-Дону, 1977. Т. 1. С. 266–269.
7. Карамзин Ю.Н., Сухоруков А.П. Нелинейные взаимодействия дифрагирующих световых пучков в средах с квадратичной нелинейностью. М., 1974. (Препринт / ИПМ АН СССР. № 43).

8. Wallace J. Effects of nonlinear refraction at 10.6 m on the far-field irradiance distribution // J. Opt. Soc. Amer. 1972. V. 62. P. 373.
9. Ланцош К. Практические методы прикладного анализа. М.: Физматгиз, 1961. 524 с.
10. Рошаль А.С. Быстрое преобразование Фурье в вычислительной физике // Изв. вузов. Радиофизика. 1976. Т. 19. № 10. С. 1425–1454.
11. Кандидов В.П. Метод Монте-Карло в нелинейной статистической оптике // УФН. 1996. Т. 166. № 12. С. 1309–1338.
12. Коняев П.А. Модификация метода расщепления для численного решения квазиоптических задач // VI Всесоюзный симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. Ч. III. Томск, 1981. С. 195–198.
13. Чесноков С.С. Быстрое преобразование Фурье в задачах теплового самовоздействия // Вестник МГУ. Физика, астрономия. 1980. Т. 21. № 6. С. 27–31.
14. Fleck J.A., Morris J.R., Feit M.D. Time-dependent propagation of high energy laser beams through the atmosphere // Appl. Phys. 1976. V. 10. № 2. P. 129–160.
15. Алешкевич В.А., Кожоридзе Г.Д., Матвеев А.Н. Самовоздействие частично когерентного лазерного излучения // УФН. 1991. Т. 161. № 9. С. 81–132.
16. Воробьев В.В. Тепловое самовоздействие лазерного излучения в атмосфере. Теория и модельный эксперимент. М.: Наука, 1987. 200 с.
17. Кандидов В.П., Шленов С.А. Статистика частично когерентного излучения в среде с кубической нелинейностью // Изв. вузов. Радиофизика. 1984. Т. 27. № 9. С. 1158–1167.
18. Алешкевич В.А., Лебедев С.С., Матвеев А.Н. Самовоздействие некогерентного светового пучка // Квантовая электроника. 1981. Т. 8. № 5. С. 1090–1094.
19. Ахманов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. Введение в статическую радиофизику и оптику. М.: Наука, 1981. 640 с.
20. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д. Нелинейная оптика атмосферы. Современные проблемы атмосферной оптики. Л.: Гидрометеоиздат, 1989. Т. 6. 256 с.; Землянов А.А. Нелинейное распространение лазерного излучения в атмосфере // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. № 1–2. С. 89–115.
21. Дудоров В.В., Колосов В.В. Лучевой метод решения уравнения для функции когерентности в неоднородно поглощающих (усиливающих) средах // Квантовая электроника. 1999. Т. 28. № 2. С. 115–120.
22. Пасманик Г.А. Самовоздействие пучков некогерентного света // ЖЭТФ. 1974. Т. 66. № 2. С. 490–500.
23. Чиркин А.С., Юсубов Ф.М. Пространственная когерентность случайных световых пучков при тепловом самовоздействии // Квантовая электроника. 1983. Т. 10. № 9. С. 1833–1842.
24. Гочелашвили К.С., Чашей И.В., Шишов В.И. Неустойчивость светового импульса в нелинейной инерционной рассеивающей среде // Квантовая электроника. 1980. Т. 7. № 10. С. 2077–2082.
25. Агровский Б.С., Воробьев В.В., Гурвич А.С., Калистратова М.А., Криндач Д.П., Мякинин В.А. Тепловое самовоздействие лазерного излучения в турбулентной среде // Квантовая электроника. 1980. Т. 7. № 1. С. 59–65.
26. Колосов В.В., Кузнецов М.Ф. Флуктуации при стационарном тепловом самовоздействии частично когерентного излучения // Изв. вузов. Радиофизика. 1988. Т. 31. № 7. С. 816–822.
27. Апресян Л.А., Кравцов Ю.А. Теория переноса излучения. М.: Наука, 1983. 216 с.
28. Долин Л.С. О лучевом описании слабо-неоднородных волновых полей // Изв. вузов. Радиофизика. 1964. Т. 7. № 3. С. 559–562.
29. Долин Л.С. Уравнения для корреляционных функций волнового пучка в хаотически неоднородной среде // Изв. вузов. Радиофизика. 1968. Т. 11. № 6. С. 840–849.
30. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 463 с.
31. Барабаненков Ю.Н., Виноградов А.Г., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Применение теории многократного рассеяния волн к выводу уравнения переноса излучения для статистически неоднородной среды // Изв. вузов. Радиофизика. 1972. Т. 15. № 12. С. 1852–1860.

32. Воробьев В.В. Уширение светового пучка в нелинейной среде со случайными неоднородностями показателя преломления // Изв. вузов. Радиофизика. 1970. Т. 13. № 7. С. 1053–1060.
33. Колосов В.В., Кузиковский А.В. О фазовой компенсации рефракционных искажений частично когерентных пучков // Квантовая электроника. 1981. Т. 8. № 3. С. 490–494.
34. Алмаев Р.Х. О распространении частично когерентных световых пучков в зоне просветления облачной среды // Труды ИЭМ. 1978. В. 18(71). С. 58–66.
35. Беленький М.С., Землянов А.А. О влиянии тепловой нелинейности на пространственную когерентность лазерного пучка в случайно-неоднородной среде // Квантовая электроника. 1979. Т. 6. № 4. С. 853–855.
36. Белкин М.С. Тепловая дефокусировка частично когерентных пучков на неоднородных атмосферных трассах // V Всесоюзный симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере: Тезисы докл. Томск, 1979. Ч. 3. С. 27–31.
37. Зуев В.Е., Копытин Ю.Д. Нелинейное распространение интенсивного света в газовой среде с твердым микрозаполнением // Изв. вузов. Физика. 1977. № 11. С. 79–105.
38. Петрищев В.А. О применении метода моментов к некоторым задачам распространения частично когерентных световых пучков // Изв. вузов. Радиофизика. 1971. Т. 14. № 9. С. 1416–1426.
39. Землянов А.А., Синев С.Н. Предельные уровни интенсивности зондирующего пучка в рефракционном канале // VIII Всесоюзный симпозиум по лазерному и акустическому зондированию атмосферы: Тез. докл. Ч. I. Томск, 1984. С. 309–312.
40. Колосов В.В., Кузнецов М.Ф. Приближенное решение уравнения переноса для зондирующего излучения. Там же. С. 327–330.
41. Банах В.А., Смалихо И.Н. О влиянии атмосферных флуктуаций наведенной температуры на характеристики лазерного излучения // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. № 10. С. 2098–2107.
42. Бабаев И.К., Белкин М.С., Котеров В.Н., Красновский А.Г., Чебуркин Н.В. О распространении широкоапертурных лазерных пучков через атмосферу // Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. № 2. С. 136–141.
43. Колосов В.В., Кузнецов М.Ф., Сысоев С.И. Минимизации угловой расходимости частично когерентного пучка на вертикальной атмосферной трассе // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. № 4. С. 404–407.
44. Лукин В.П. Атмосферная адаптивная оптика. Новосибирск: Наука, 1986. 248 с.
45. Коняев П.А., Лукин В.П. Тепловые искажения фокусированных лазерных пучков в атмосфере // Изв. вузов. Физика. 1983. № 2. С. 79–89.
46. Ахманов С.А., Воронцов М.А., Кандидов В.П., Сухоруков А.П., Чесноков С.С. Тепловое самовоздействие и методы его компенсации // Изв. вузов. Радиофизика. 1980. Т. 23. № 1. С. 1–37.
47. Bradley L.C., Herrmann J. Phase compensation for thermal looming // Appl. Opt. 1974. V. 13. № 2. P. 331–334.
48. Смит Д.К. Распространение мощного лазерного излучения. Тепловые искажения пучка // ТИИЭР. 1977. Т. 65. № 12. С. 59–103.
49. Распространение лазерного пучка в атмосфере / Под ред. Д. Стробена. М., 1981. 416 с.
50. Gebhardt F.G., Smith D.C. Effects of diffraction on the self-induced thermal distortion of a laser beam in a cross wind // Appl. Opt. 1972. V. 11. № 2. P. 244–248.
51. Bunkin V., Valuev V., Gluhikh V., Manukyan G., Pismennyi V., Podin A. High-Power Fast-Flow CO<sub>2</sub>-Lasers // Laser-Physics. Proc. SPIE. 1993. V. 2025. P. 29.
52. Зубов В.А. Методы измерения характеристик лазерного излучения. М.: Наука, 1973. 192 с.
53. Измерение энергетических параметров и характеристик лазерного излучения / Под ред. А.Ф. Котюка. М.: Радио и связь, 1981. 288 с.
54. Кузьмичев В.М., Латынин Ю.М., Приз Н.А. Решетчатый измеритель энергии импульсов излучения оптического квантового генератора // Приборы и техника эксперимента. 1974. № 2. С. 190–193.
55. Ефременко В.В. О методе восстановления распределения энергии лазерного пучка по данным, полученным с сеток болометрических датчиков // Радиотехника и электроника. 1979. Т. 4. № 1. С. 193–196.
56. Катрич А.Б., Худошин А.В. Измерение пространственно-энергетических характеристик лазерного излучения // Автотометрия. 1987. № 2. С. 108–110.
57. Ллойд Дж. Системы тепловидения. М.: Мир, 1978. 414 с.
58. Аксенов В.П., Захарова Е.В., Исаев Ю.Н. Измерение теплового потока по температурному полю нагретой поверхности. II. Неоднородный поток // Инженерно-физический журнал. 1995. Т. 65. № 4. С. 622–628.
59. Аксенов В.П., Захарова Е.В., Исаев Ю.Н. Восстановление распределения интенсивности лазерного излучения по температуре поверхности секционированной мишени // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. № 2. С. 166–172.
60. Аксенов В.П., Захарова Е.В., Исаев Ю.Н. Измерение теплового потока по температурному полю нагретой поверхности. I. Однородный поток // Инженерно-физический журнал. 1994. Т. 64. № 3–4. С. 275–280.
61. Аксенов В.П., Исаев Ю.Н. Восстановление параметров лазерного пучка по температурному полю нагретой поверхности // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. № 5. С. 509–516.
62. Касти Дж., Калаба Р. Методы погружения в прикладной математике. М.: Мир, 1976. 233 с.
63. Кляцкин В.И. Метод погружения в теории распространения волн. М.: Наука, 1986. 256 с.
64. Аксенов В.П., Банах В.А., Валуев В.В., Зуев В.Е., Морозов В.В., Смалихо И.Н., Цвык Р.Ш. Мощные лазерные пучки в случайно-неоднородной атмосфере / Под ред. В.А. Банаха. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1998. 341 с.
65. Гельфанд И.М., Шилов Г.Е. Обобщенные функции и действия над ними. М.: ГИФМЛ, 1959. 470 с.
66. Владимиров В.С. Обобщенные функции в математической физике. М.: Наука, 1976. 320 с.
67. Aksekov V., Isaev Yu., Zakharova E. Spatial-temporal reconstruction of laser beam intensity distribution from the temperature along surface of the heated target // Thermosense XVIII: An International Conference on Thermal Sensing and Imaging Diagnostic Application. Proc. SPIE 2766. 1996. P. 336–356.
68. Аксенов В.П., Захарова Е.В., Исаев Ю.Н., Исаков А.В., Рейно В.В., Цвык Р.Ш. Восстановление интенсивности лазерного пучка по зашумленному температурному полю мишени. Ч. II. Обработка модельного и лабораторного экспериментов // Оптика атмосферы и океана. 1996. Т. 9. № 10. С. 1359–1366.
69. Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1979. 285 с.
70. Додаткин А.А., Исаков А.В., Ильин А.Б., Петренко А.П., Рейно В.В., Цвык Р.Ш., Шерстобитов М.В. Блок регистрации и ввода информации с тепловизора в ЭВМ «Термик-2» // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. № 5. С. 673–679.
71. Исаков А.В., Ильин А.Б., Петренко А.П., Рейно В.В., Цвык Р.Ш., Шерстобитов М.В. Аппаратура для исследования параметров ИК-лазерных пучков // XII Межресп. симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере и водных средах: Тез. докл. Томск, 1993. С. 188.
72. Аксенов В.П., Пикалов В.В. Томографическое восстановление пространственно-энергетических параметров лазерных пучков // Квантовая электроника. 1990. Т. 17. № 2. С. 167–172.
73. Аксенов В.П., Пикалов В.В. Томографический метод оценивания эффективности адаптивного управления качеством лазерных пучков в атмосфере // Оптическая томография: Тез. докл. всесоюзного семинара. Таллин, 1988. С. 13–14.
74. Бочков Д.С., Донченко В.А., Латышев Н.Н. О корреляции между распределением интенсивности в поперечном сечении оптического пучка и рассеянным излучением // VII Всесоюзный симпозиум по лазерному и акустическому

- му зондированию атмосферы: Тез. докл. Ч. I. Томск, 1982. С. 141–143.
75. Левин Г.Г., Семенов Э.Г., Старостенко О.В. Томографическое исследование пространственного распределения интенсивности излучения // Оптика и спектроскопия. 1985. Т. 58. № 5. С. 1161–1164.
76. Кейз К., Цвайфель. Линейная теория переноса. М.: Мир, 1972. 384 с.
77. Пикалов В.В., Преображенский Н.Г. Реконструктивная томография в газодинамике и физике плазмы. Новосибирск: Наука, 1987. 231 с.
78. Воронцов М.А., Шмальгаузен В.И. Принципы адаптивной оптики. М.: Наука, 1985. 336 с.
79. Воронцов М.А., Корябин А.В., Шмальгаузен В.И. Управляемые оптические системы. М.: Наука, 1988. 272 с.
80. Лукьянов Д.П., Корниенко А.А., Рудницкий Е.Е. Оптические адаптивные системы / Под ред. Д.П.Лукьянова. М.: Радио и связь, 1989. 240 с.
81. Тараненко В.Г., Шанин О.И. Адаптивная оптика. М.: Радио и связь, 1990. 112 с.
82. Фрид Д. Построение оценки искажений волнового фронта методом наименьших квадратов по множеству измерений разности фаз // Адаптивная оптика / Пер. с англ. М.: Мир, 1980. С. 332–348.
83. Hadjin R.H. Wave-front reconstruction for compensated imaging // Journ. Opt. Soc. Amer. 1977. V. 67. № 3. P. 375–378.
84. Богатуров А.Н. Решения систем уравнений зонального восстановления волнового фронта в адаптивной оптике // Изв. вузов. Физика. 1985. Т. 28. № 11. С. 86–95.
85. Аксенов В.П., Колосов В.В., Тартаковский В.А., Фортес Б.В. Оптические вихри в неоднородных средах // Оптика атмосферы и океана. 1999. Т. 12. № 10. С. 952–958.
86. Fried D.L., Vaughn J.L. Branch cuts in the phase function // Appl. Opt. 1992. V. 31. P. 2865–2882.
87. Akshenov V.P., Tikhomirova O.V. Reconstruction of optical field phase from the wavefront slopes // Application of the Conversion Research Results for International Cooperation. Sibconvers'99. Proc. IEEE. 1999. V. 99EX246. P. 30–32.
88. Аксенов В.П., Исаев Ю.Н. Преобразование Радона в задаче фазового оптического контроля // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. № 12. С. 166–172.
89. Akshenov V.P., Isaev Yu.N. Analytical representation of the phase and its mode components reconstructed according to the wave front slopes // Optics Letters. 1992. V. 17. № 17. P. 1180–1182.
90. Аксенов В.П., Исаев Ю.Н. Оптимальное модовое разложение фазы, восстановленной по измерениям наклонов волнового фронта в турбулентной атмосфере. I. Представление аберраций в базисе Карунена – Лозва – Обухова // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. № 7. С. 947–954.
91. Аксенов В.П., Банах В.А., Захарова Е.В., Исаев Ю.Н. Оптимальное модовое разложение фазы, восстановленной по измерениям наклонов волнового фронта в турбулентной атмосфере. II. Погрешность алгоритмов и численный эксперимент // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. № 7. С. 955–959.
92. Akshenov V.P., Tikhomirova O.V. Reconstruction of singular phase of optical speckle field from the measurements of wavefront slopes // Atmospheric and Oceanic Optics. Proc. SPIE. 1999. V.3983. P.101–108.

*V.E. Zuev, V.P. Akshenov, V.V. Kolosov. Thermal blooming of laser beams along atmospheric paths and diagnostics of their parameters.*

The results of theoretical investigation of high-power laser beams propagation along ground and high-altitude paths as well as the potentialities of the beams characteristics remote measurements are discussed in the paper.

The algorithms for solving the problems of laser radiation self-action based on the method of statistical tests, equation for statistical moments of a field complex amplitude, and the radiation transfer equation are reviewed. The parameters of partly coherent radiation along characteristic atmospheric paths are analyzed. Recommendations for optimization of the radiation focusing and power are proposed.

The theoretical foundations of new methods for diagnostics of spatial-energetic and phase characteristics of laser beams are set forth. The results of numerical and laboratory experiments on reconstruction of the intensity and phase distributions are presented.