

# Компенсация термонаведенных aberrаций в оптических элементах с помощью дополнительного нагрева излучением CO<sub>2</sub>-лазера

А.А.Соловьев, И.Е.Кожеватов, О.В.Палашов, Е.А.Хазанов

*Представлен метод компенсации термонаведенных искажений фазы лазерного излучения в поглощающих оптических элементах. Идея метода заключается в дополнительном нагреве периферийной области искажающего элемента излучением вспомогательного лазера. Создан программный код, позволяющий рассчитывать параметры дополнительного излучения, оптимальные с точки зрения минимизации искажений фазы. В основе кода лежит численное решение уравнений теплопроводности и упругой статки твердого, неравномерно нагретого тела для случая цилиндрической симметрии. Проведенные эксперименты показывают высокую эффективность метода для компенсации искажений, вызванных поглощением излучения с гауссовым профилем интенсивности.*

**Ключевые слова:** тепловые искажения фазы, aberrации, фазомодуляционные интерферометрические измерения, термонаведенные деформации, сканирование лазерным пучком.

## 1. Введение

Развитие лазерной техники и сопутствующих технологий приводит к появлению все более совершенных генераторов когерентного света. Они находят свое применение в новых проектах, где используются мощные лазерные пучки, высокие интенсивности, сильные поля. При этом требования к качеству излучения остаются предельно высокими. Большая средняя мощность излучения влечет за собой значительное тепловыделение в оптических элементах, вынуждая обращать особое внимание на тепловые эффекты, вызывающие искажения фазового фронта излучения. В связи с этим актуальной является разработка различных способов уменьшения такого рода искажений. Наиболее известны методы, основанные на использовании сменной компенсирующей линзы или перестраиваемого телескопа [1–4], которые позволяют избавиться от квадратичной составляющей искажений. Компенсация более сложных aberrаций достигается методами адаптивной оптики, к которым относятся обращение волнового фронта [5], использование адаптивных зеркал [6, 7] и элементов, способных модулировать фазу проходящего излучения [8], применение дополнительных оптических элементов, в которых из-за поглощения возникает компенсирующая тепловая линза [9–13].

Настоящая работа посвящена так называемой активной тепловой компенсации, суть которой заключается в дополнительном нагреве оптического элемента, приводящем к уменьшению фазовых искажений излучения [14, 15].

Дополнительный нагрев можно проводить либо за счет теплопроводности (контактно), либо излучением

(бесконтактно). Излучательный нагрев позволяет исключить механическое воздействие на оптический элемент, во время как настройки, так и компенсации. Использование для тепловой компенсации некогерентного излучения затруднено из-за сложности управления профилем компенсирующего нагрева. В данной работе дополнительный нагрев осуществляется посредством лазерного пучка, а необходимое распределение интенсивности в форме кольца достигается перемещением пучка по круговой траектории на апертуре оптического элемента. Аналогичный, но более сложный метод предложен в работе [14], где компенсация тепловых искажений не была экспериментально продемонстрирована. Заметим, что применяемый нами метод в общем случае не позволяет сделать волновой фронт полностью неискаженным (например, плоским), но может существенно уменьшить aberrации как в стационарном, так и нестационарном случае.

Необходимо отметить, что следствием выделения в образце дополнительного тепла всегда является повышение средней температуры элемента, что во многих случаях нежелательно (например, из-за возрастания теплового шума). Поэтому мы использовали поверхностный нагрев, позволяющий в стационарном случае достичь такого же эффекта компенсации, как при объемном нагреве, но при меньшей мощности дополнительного тепловыделения (более подробно см. ниже). Поверхностный нагрев осуществляли излучением CO<sub>2</sub>-лазера на длине волны 10.6 мкм, которое сильно поглощается в ряде оптических материалов, таких как стекло и кварц.

В настоящей работе проводилась компенсация стационарных фазовых искажений излучения, прошедшего через образец, а нагрев, как искажающий, так и компенсирующий, происходил на поверхности образца. Этот случай представляет интерес, например, для лазерного детектора гравитационных волн LIGO (laser interferometer gravitational wave observatory) [16], в котором излучение проходит через ряд оптических элементов, испытывающих поверхностный нагрев. В качестве количествен-

А.А.Соловьев, И.Е.Кожеватов, О.В.Палашов, Е.А.Хазанов. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: so\_lo@appl.sci-nnov.ru

ного критерия aberrаций нами выбрано уменьшение доли мощности излучения в исходной моде. В нашем случае это ТЕМ<sub>00</sub>-мода свободного пространства (гауссов пучок).

Ниже приводятся результаты численного моделирования уравнений теплопроводности и упругости. В частности, определяются значения параметров компенсирующего излучения. Описана также экспериментальная установка и обсуждаются результаты проведенных измерений.

## 2. Численное моделирование компенсации тепловых искажений

Основной целью проведенного численного моделирования был расчет параметров дополнительного нагрева, при которых минимизируются фазовые искажения. Для компенсации тепловых искажений необходим цилиндрически-симметричный компенсирующий нагрев, который в отсутствие других источников тепла создает температурное распределение с минимумом в центре симметрии. Такая ситуация достижима при распределении источников дополнительного тепла в виде кольца, причем поверхностный нагрев предпочтительнее объемного с точки зрения уменьшения нежелательного роста средней температуры. Это объясняется тем, что теплоотвод с торцов больше (а с боковой поверхности меньше) при поверхностном тепловыделении, и для обеспечения стационарного распределения температуры с минимумом на оси симметрии требуется меньшая мощность.

Рассматривалась следующая задача. Оптически прозрачный (вносящий в проходящее излучение только фазовые искажения) образец в форме цилиндра диаметром  $d$  и длиной  $l$  неравномерно нагревается на плоской торцевой границе. На всей поверхности выполняются условия конвективного теплообмена. Профиль нагрева представляет собой суперпозицию профилей нагрева, создаваемых двумя источниками с аксиально-симметричными функциями распределения интенсивности. Первый источник (греющий) задается распределением интенсивности  $I_1$ :

$$I_1(r, w_0) = \frac{P_0}{w_0^2 \pi} \exp\left(-\frac{r^2}{w_0^2}\right), \quad (1)$$

где  $r$  – радиальная координата;  $w_0$  – радиус пучка;  $P_0$  – мощность пучка. Интенсивность  $I_2$  второго (компенсирующего) источника описывается выражением

$$I_2(r, R, W, P) = \frac{P}{2WR^2\pi^2} \times \int_0^{2\pi} \exp\left[\frac{-(r^2 - 2Rr \cos \varphi + R^2)}{W^2}\right] d\varphi, \quad (2)$$

которое соответствует среднему по времени распределению поглощенной энергии при поверхностном нагреве гауссовым пучком с мощностью  $P$  и радиусом  $W$ , вращающимся по окружности радиусом  $R$ . Считается, что период вращения пучка много меньше характерного времени установления температуры  $\rho c_p W^2 / \kappa$ , где  $\rho$ ,  $c_p$  и  $\kappa$  – плотность, теплоемкость и коэффициент теплопроводности среды соответственно [14]. В этом приближении задача имеет цилиндрическую симметрию.

Для количественной оценки фазовых искажений введем величину  $\gamma$ , которая характеризует потери мощности в гауссовой моде (ТЕМ<sub>00</sub>) за счет трансформации энергии в моды более высокого порядка:

$$\gamma = 1 - \frac{\left| \int E_0 E^* ds \right|^2}{\int |E_0|^2 ds \int |E|^2 ds},$$

где  $E_0$  и  $E$  – комплексные амплитуды неискаженного и искаженного полей соответственно. Для пучка с распределением интенсивности вида (1) при учете аксиальной симметрии имеем следующее выражение:

$$\gamma = 1 - \frac{4}{w_0^4} \left| \int \exp(-r^2/w_0^2) \exp[-i\Delta\psi(r)] r dr \right|^2, \quad (3)$$

где  $\Delta\psi(r)$  – фаза, внесенная aberrационным элементом. Таким образом, при заданном источнике нагрева (1) вариация параметров компенсирующего излучения  $W$ ,  $R$  и  $P$  в (2) может приводить как к увеличению, так и уменьшению значения  $\gamma$ , которое можно рассчитать, воспользовавшись выражением для теплового набега фазы [17]

$$\Delta\psi_p(r) = k \int_0^l \left[ -\frac{1}{2} n_0^3 \pi_{ppkl} \sigma_{kl} + \frac{\beta T(r, z)}{n_0^3} + (n_0 - 1) \varepsilon_{zz} \right] dz, \quad (4)$$

где  $T(r, z)$  – температура образца;  $n_0$  – невозмущенный показатель преломления среды при комнатной температуре;  $\beta = dn/dT$ ;  $\pi_{ijkl}$ ,  $\sigma_{kl}$  и  $\varepsilon_{ik}$  – тензоры фотоупругих коэффициентов, упругих напряжений и деформаций соответственно;  $k$  – волновое число в вакууме. Интегрирование в (4) проводится вдоль пространственной оси  $z$ , совпадающей с направлением распространения излучения. Индекс  $p = 1, 2$  соответствует двум поляризациям излучения. Учитывая, что термонаведенное двулучепреломление обычно много меньше фазовых искажений ( $\Delta\psi_1 - \Delta\psi_2 \ll \Delta\psi_1, \Delta\psi_2$ ), далее будем подставлять в (3) средний набег фазы  $\Delta\psi = (\Delta\psi_1 + \Delta\psi_2)/2$ . Из (4) видно, что для нахождения  $\Delta\psi$  в каждой точке апертуры образца необходимо знать температуру  $T$ , а также тензоры  $\varepsilon_{ik}$  и  $\sigma_{kl}$ , связанные линейным соотношением

$$\sigma_{ik} = (-\alpha \Delta T \delta_{ik} + \varepsilon_{il} \delta_{ik}) \left( \lambda + \frac{2}{3} \mu \right) + 2\mu \left( \varepsilon_{ik} - \frac{1}{3} \delta_{ik} \varepsilon_{ll} \right),$$

в котором по «немому» индексу подразумевается суммирование. Здесь  $\lambda$  и  $\mu$  – коэффициенты Лямэ, а  $\alpha = L^{-1} \times (dL/dT)$  – коэффициент линейного теплового расширения.

При цилиндрической симметрии ( $d/d\varphi = 0$ ) нестационарное распределение температуры  $T$  находится из уравнения теплопроводности [18]

$$c_p \rho \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial t} = \kappa \nabla^2 T(r, z, t) + q(r, z, t), \quad (5)$$

где  $q$  – объемная плотность тепловыделения. Для конвективного теплообмена граничные условия на торцевых гранях цилиндра ( $z = 0$  и  $z = l$ ) выглядят следующим образом:

$$\pm \kappa \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial z} = -hT(r, z, t) + q_s, \quad (6)$$

где  $h$  – коэффициент конвективного теплообмена;  $q_s$  – поверхностная плотность сторонних источников тепла. Знак плюс в левой части (6) соответствует  $z = l$ , а знак минус отвечает  $z = 0$ . Для образующей ( $r = d/2$ ) граничные условия записываются аналогично:

$$\kappa \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial r} = -hT(r, z, t) + q_s. \quad (7)$$

Характерная длина поглощения излучения CO<sub>2</sub>-лазера в кварце составляет ~30 мкм, что существенно меньше характерных размеров образца, поэтому мы считаем все источники тепла поверхностными, т. е.  $q_s = I_1 + I_2$ , а  $q = 0$ .

При численном моделировании дифференциальное уравнение (5) с граничными условиями (6) и (7) аппроксимировалось системой линейных уравнений, связывающих значения температуры в узлах двумерной эквидистантной прямоугольной сетки. Полученная система уравнений решается точно методом матричной прогонки [19]. Итогом является нестационарное поле температуры образца для произвольных источников тепла, распределение которых не зависит от угловой координаты.

Найденное распределение температуры определяет правую часть уравнения упругой статики для расчета вектора деформаций  $U$  неравномерно нагретого упругого тела [20]:

$$\mu \Delta U + (\lambda + \mu) \nabla(\nabla U) = \alpha \left( \lambda + \frac{2}{3} \mu \right) \nabla T. \quad (8)$$

Уравнение (8) решается при граничных условиях, отвечающих отсутствию нормальных и скалывающих напряжений на поверхности образца:

$$\sigma_{zz} = \sigma_{rz} = \sigma_{\varphi z} = 0 \text{ при } z = 0 \text{ и } z = l, \quad (9)$$

$$\sigma_{rr} = \sigma_{zr} = \sigma_{\varphi r} = 0 \text{ при } r = d/2.$$

Заметим, что компоненты  $\sigma_{\varphi z}$  и  $\sigma_{\varphi r}$  тензора напряжений равны нулю в любой точке образца из-за вырождения по координате  $\varphi$ .

Уравнение (8) с граничными условиями (9) также аппроксимировалось на сетке, заданной при решении уравнения (5), системой линейных разностных уравнений, которая, в свою очередь, решалась итерационным методом Зейделя [21]. Результатом является поле вектора деформации  $U$  в образце, с помощью которого определяется тензор деформации  $\varepsilon_{ik}$ :

$$\varepsilon_{ik} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial U_i}{\partial r_k} + \frac{\partial U_k}{\partial r_i} \right).$$

Таким образом, все слагаемые в выражении (4) были найдены, что позволило вычислить потери мощности  $\gamma$  по формуле (3).

Основной целью расчетов является нахождение глобального минимума потерь мощности  $\gamma_{\min}$  в трехмерном пространстве параметров  $W$ ,  $R$  и  $P$ :

$$\gamma_{\min} = \gamma(W_{\text{opt}}, R_{\text{opt}}, P_{\text{opt}}),$$

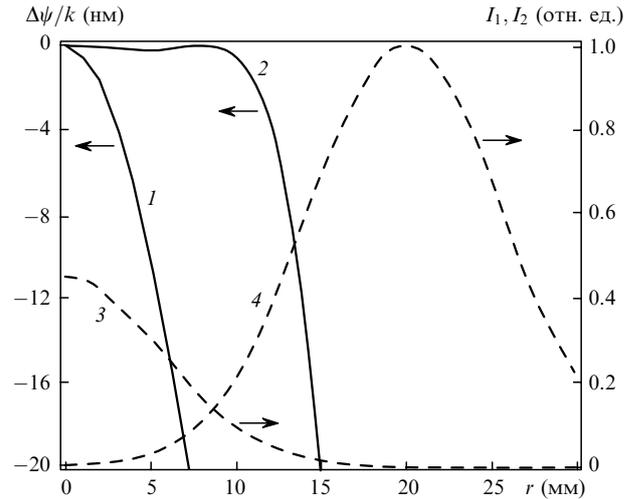


Рис.1. Результаты численного моделирования тепловых искажений волнового фронта  $\Delta\psi/k$  в отсутствие компенсирующего излучения (1) и при его наличии (2), а также пространственное распределение интенсивностей греющего ( $I_1$ ; 3) и компенсирующего ( $I_2$ ; 4) излучений.

где  $W_{\text{opt}}$ ,  $R_{\text{opt}}$  и  $P_{\text{opt}}$  – оптимальные параметры компенсирующего излучения для данных искажений. Отметим, что полная компенсация тепловых aberrаций ( $\gamma_{\min} = 0$ ) с помощью дополнительного источника нагрева (2) в общем случае невозможна и значение  $\gamma_{\min}$  зависит от параметров как греющего пучка, так и используемого оптического элемента. Величина  $\gamma_{\min}$  находилась итерационно. На рис.1 кривой 1 изображены рассчитанные искажения волнового фронта, вызванные гауссовым пучком с радиусом  $w_0$  и мощностью  $P_0$ , при полном поглощении излучения на поверхности. Включение компенсирующего излучения с интенсивностью вида (2) и оптимальными параметрами  $W_{\text{opt}}$ ,  $R_{\text{opt}}$ ,  $P_{\text{opt}}$  заметно сглаживает эти искажения (кривая 2).

Результаты численного моделирования показали высокую эффективность метода и легли в основу проведенных экспериментов.

### 3. Экспериментальное исследование компенсации aberrаций

Эксперимент проводился на установке, принципиальная схема которой приведена на рис.2. Для моделирования активной компенсации тепловых фазовых искажений использовалось излучение CO<sub>2</sub>-лазера 1 на длине волны 10.6 мкм, которое делилось клином из NaCl 2 на три части. Первая часть, прошедшая через клин, являлась источником компенсирующего излучения, а вторая часть, отраженная от задней грани клина, – источником греющего излучения. Третья часть, отраженная от передней грани клина, выводилась из схемы в поглотитель 3. Рассмотрим более подробно формирование греющего излучения и излучения, компенсирующего фазовые искажения.

Оптический пучок, отраженный от клина 2, попадал в узел формирования греющего излучения. Плоские зеркала 4 и 5 были жестко закреплены, а сферическое зеркало 6 (радиус кривизны  $R_0 = 30$  см) имело возможность плавно перемещаться в направлении, указанном стрелкой, меняя тем самым радиус греющего пучка на оптическом образце 7. Образец представлял собой цилиндр из плавленого кварца диаметром 100 мм и толщиной 25 мм.

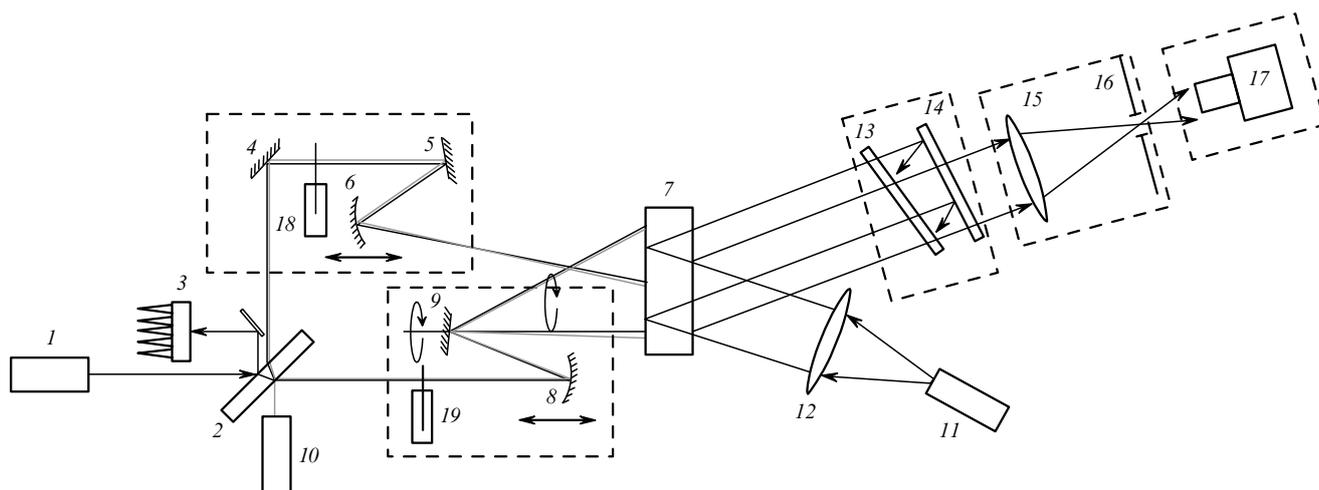


Рис.2. Принципиальная схема экспериментальной установки:

1 – CO<sub>2</sub>-лазер; 2 – клин из NaCl; 3 – поглотитель; 4, 5, 9 – плоские глухие зеркала; 6, 8 – сферические глухие зеркала; 7 – образец из плавленного кварца; 10 – юстировочный He–Ne-лазер; 11 – стабилизированный He–Ne-лазер; 12 – коллимирующий объектив; 13, 14 – полупрозрачные зеркала; 15 – линза; 16 – диафрагма; 17 – CCD-камера; 18, 19 – дисковые обтюраторы.

Прошедший сквозь клин 2 пучок CO<sub>2</sub>-лазера попадал в узел формирования компенсирующего излучения. Сферическое зеркало 8 ( $R_0 = 30$  см) также могло плавно перемещаться, меняя радиус  $W$  компенсирующего пучка. Плоское зеркало 9 устанавливалось на специально изготовленном устройстве, позволяющем вращать зеркало с частотой до 30 Гц вокруг некоторой оси, не совпадающей с нормалью к поверхности зеркала. Благодаря этому на торцевой поверхности образца 7 создавалось искомое распределение средней интенсивности компенсирующего излучения (2) в форме кольца с параметрами  $W$ ,  $R$ ,  $P$ . Изменение интенсивности обоих пучков осуществлялось при помощи дисковых обтюраторов 18 и 19. Во избежание стробоскопического эффекта частота прерывания пучка в обтюраторе 19 не должна быть кратной частоте вращения зеркала 9. Компенсирующий пучок направлялся на образец так, чтобы центр кольца совпадал с осью симметрии или, что то же самое, с центром греющего пучка. Для удобства настройки пучок CO<sub>2</sub>-лазера совмещался на клине 2 с пучком юстировочного He–Ne-лазера 10.

Измерения тепловых искажений оптической толщины образца осуществлялись отражательным интерферометром [22]. Излучение стабилизированного по мощности и длине волны He–Ne-лазера 11 (рис.2), коллимированное объективом 12, попадало на исследуемый образец 7. Отраженные от передней и задней границы образца пучки пространственно совмещались с помощью узла совмещения волновых фронтов, состоящего из двух плоских зеркал 13 и 14. «Паразитные» пучки, порожденные в узле совмещения, блокировались угловым фильтром, состоящим из линзы 15 и размещенной в ее фокусе диафрагмы 16. Картина интерференции двух отраженных от образца 7 пучков лазера 11 наблюдалась на CCD-камере 17. Расстояние между зеркалами в узле совмещения механически модулировалось в процессе измерения по периодическому закону, вследствие чего картина полос на CCD-камере менялась. Анализ такой промодулированной картины позволяет повысить точность измерения по сравнению с другими интерферометрическими методами [23]. Искажения оптической толщины образца измерялись нами с погрешностью до  $\lambda/1000$  ( $\sim 0.6$  нм) [24].

Для получения распределения тепловых aberrаций в образце проводились два измерения. Профиль оптической толщины измерялся сначала у «холодного» образца (без тепловых aberrаций), а затем у нагретого, в котором тепловые искажения уже есть. Тепловые aberrации определялись как разность результатов этих двух измерений, которые могли отстоять друг от друга по времени на доли секунды в случае наблюдения нестационарных процессов и на десятки минут при исследовании искажений, вызванных стационарным нагревом.

Для плавленного кварца коэффициент  $\alpha$  примерно в 20 раз меньше  $\beta$ , что приводит к двум важным следствиям. Во-первых, тепловые искажения оптической толщины образца из плавленного кварца (а именно их измеряет интерферометр) мало отличаются от фазовых искажений пробного излучения, проходящего через образец (подробнее см. в [24]). Во-вторых, профиль фазы с большой точностью повторяет усредненный по длине профиль температуры. Следовательно, профиль выделения тепла на торцевой поверхности образца в первые моменты времени после начала нагрева хорошо совпадает по форме с фазовыми искажениями проходящего излучения. На рис.3 и 4 представлены характерные распределения aberrаций, измеренных интерферометром через 0.5 с после включения CO<sub>2</sub>-лазера. Эти распределения фактически соответствуют профилям интенсивности греющего и компенсирующего излучений. Данное соответствие экспериментально подтверждено и может быть положено в основу оригинального метода измерения профиля интенсивности излучения дальнего ИК диапазона. Заметим, что таким образом можно измерять профили излучения не только в ИК, но и в СВЧ диапазоне.

Юстировка схемы осуществлялась в два этапа: грубая настройка с помощью излучения He–Ne-лазера 10, пучок которого совмещен с пучком CO<sub>2</sub>-лазера 1, и тонкая конечная юстировка, заключающаяся в совмещении центров симметрии распределений, представленных на рис.3 и 4, с центром исследуемого образца. Этим достигалась осевая симметрия в распределении тепла, что позволяет ожидать совпадения результатов экспериментов с результатами численных расчетов.

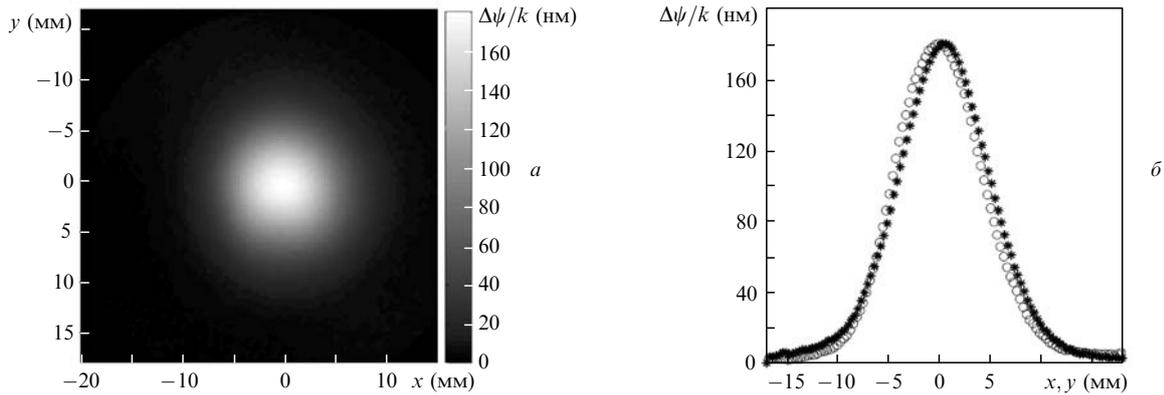


Рис.3. Двумерный профиль (а), а также горизонтальное (○) и вертикальное (\*) сечения (б) распределения нестационарных aberrаций в образце под действием греющего излучения.

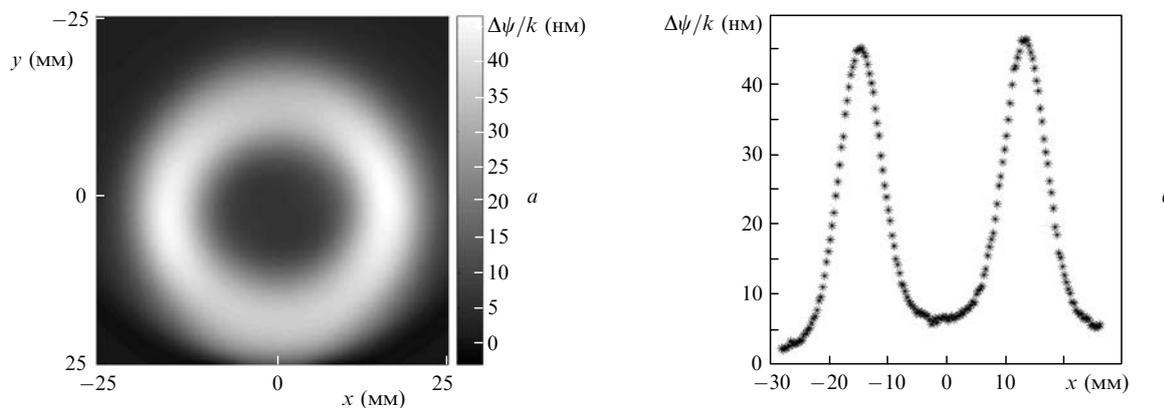


Рис.4. Двумерный профиль (а) и горизонтальное сечение (б) распределения нестационарных aberrаций в образце под действием компенсирующего излучения.

#### 4. Обсуждение результатов

На описанной установке были проведены две серии экспериментов. В первой серии варьировались параметры  $R$  и  $P$  компенсирующего излучения при неизменных параметрах греющего пучка. Цель этой серии – сравнение численных и экспериментальных результатов. Во второй серии были реализованы найденные численно оптимальные параметры компенсирующего излучения  $W_{\text{opt}}$ ,  $R_{\text{opt}}$  и  $P_{\text{opt}}$  для различных мощностей греющего излучения.

Результаты первой серии экспериментов представлены на рис.5 и 6. Точками показаны экспериментальные данные, сплошными кривыми – расчетные искажения волнового фронта для соответствующих параметров компенсирующего излучения. Видно хорошее совпадение результатов численного моделирования с экспериментальными данными. Это позволило сделать вывод о предсказательной ценности программного кода и возможности экспериментально реализовать наилучшую для данного греющего пучка компенсацию, используя оптимальные параметры  $W_{\text{opt}}$ ,  $R_{\text{opt}}$  и  $P_{\text{opt}}$ , полученные из расчета.

Искажения волнового фронта излучения, измеренные при таких оптимальных параметрах, представлены на рис.7. Если пропорционально увеличивать мощности нагревающего и компенсирующего излучений, то  $\Delta\psi$  увеличится в той же пропорции, поскольку задача в случае конвективного теплообмена линейна. Вследствие этого распределения тепловых искажений при наличии ком-

пенсирующего излучения с оптимальными параметрами  $W_{\text{opt}}$ ,  $R_{\text{opt}}$  и  $P_{\text{opt}}$  для разных мощностей  $P_0$  различаются лишь количественно.

Экспериментально реализована компенсация, приводящая к уменьшению параметра  $\gamma$  с 0.357 до 0.033, с 0.157 до 0.012 и с 0.116 до 0.003 (рис.8). Квадраты на рис.8 соответствуют экспериментально полученным фазовым ис-

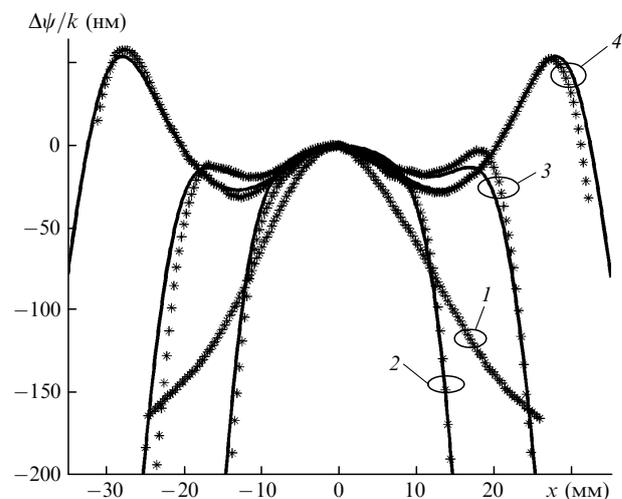


Рис.5. Фазовые искажения в образце при параметре компенсирующего излучения  $R = \infty$  (1), 3.1 (2), 2.3 (3) и 1.5 см (4), полученные в результате численного моделирования (сплошные кривые) и в эксперименте при параметрах  $W = 18$  мм,  $P = 4.3$  Вт,  $P_0 = 250$  мВт,  $\omega_0 = 10$  мм (точки).

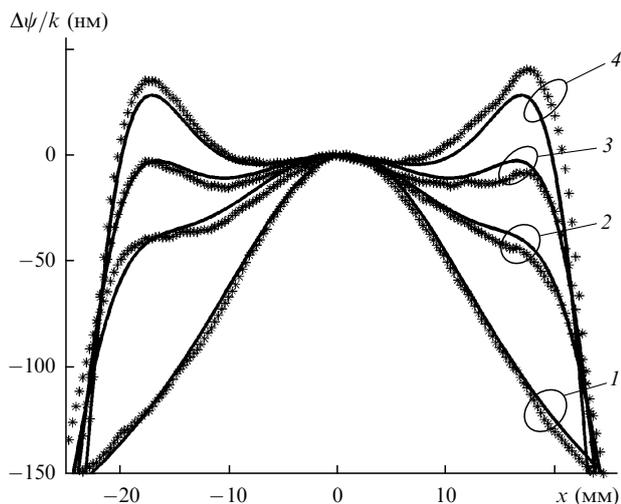


Рис.6. Фазовые искажения в образце при параметре компенсирующего излучения  $P = 0$  (1), 2 (2), 3.5 (3) и 5.7 Вт (4), полученные в результате численного моделирования (сплошные кривые) и в эксперименте при параметрах  $W = 18$  мм,  $R = 22$  мм,  $P_0 = 250$  мВт,  $\omega_0 = 10$  мм (точки).

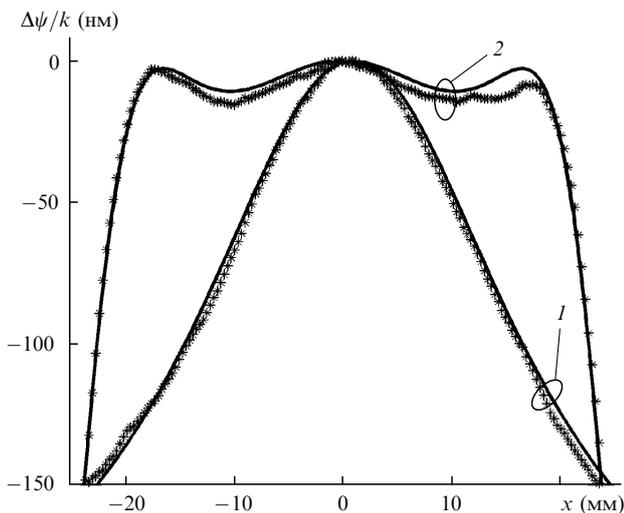


Рис.7. Фазовые искажения в образце в отсутствие компенсирующего излучения ( $\gamma = 0.116$ ) (1) и при наличии компенсирующего излучения с оптимальными параметрами  $W_{opt} = 18$  мм,  $R_{opt} = 2.3$  см,  $P_{opt} = 4.3$  Вт ( $\gamma = 0.003$ ) (2). Численное моделирование – сплошные кривые, эксперимент при  $P_0 = 250$  мВт,  $\omega_0 = 10$  мм – точки.

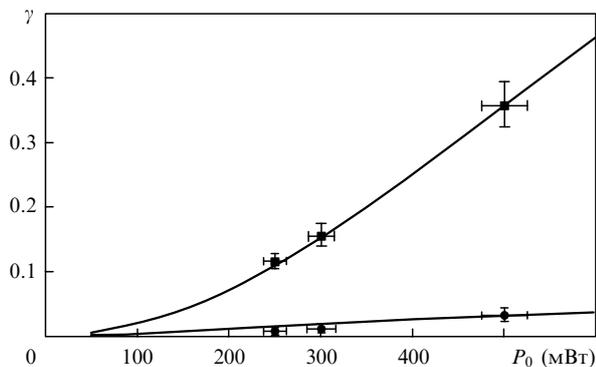


Рис.8. Теоретические (кривые) и экспериментальные (точки) зависимости параметра  $\gamma$  от мощности греющего излучения, полученные в отсутствие компенсирующего излучения (■) и при его наличии (●).

кажениям  $\Delta\psi(x, y)$ , вызванным только греющим излучением, а кружки – искажениям при наличии компенсирующего излучения. Подынтегральное выражение в (3) содержит нелинейные функции относительно температурного набега фазы  $\Delta\psi$ , поэтому зависимость  $\gamma$  от мощности греющего излучения нелинейна. Сплошными кривыми показана теоретическая зависимость  $\gamma$  от  $P_0$  при остальных параметрах (радиусы пучков, радиус компенсирующего кольца, отношение мощностей греющего и компенсирующего излучений), отвечающих эксперименту, проведенному при  $P_0 = 500$  мВт. Экспериментальные точки, соответствующие  $P_0 = 250$  и  $300$  мВт, практически идеально ложатся на кривую в отсутствие компенсации (квадраты) и лежат даже несколько ниже кривой при компенсации (кружки). Последнее обстоятельство связано, видимо, с некоторой зависимостью формы греющего пучка от мощности лазера.

В целом рис.5–8 показывают хорошее совпадение результатов численного расчета и эксперимента и высокую эффективность использованного метода компенсации.

### 5. Заключение

Таким образом, нами проведена экспериментальная апробация метода активной компенсации фазовых искажений в оптических элементах. Для этой цели была выбрана самая простая с экспериментальной точки зрения схема – кольцевой нагрев посредством равномерно движущегося по окружности пучка излучения  $CO_2$ -лазера гауссовой формы.

Разработанный программный код позволяет рассчитывать оптимальные параметры компенсирующего излучения, такие как радиус  $W_{opt}$  и мощность  $P_{opt}$  вращающегося пучка, а также радиус его траектории  $R_{opt}$  на апертуре образца. Параметры считаются оптимальными с точки зрения минимизации потерь  $\gamma$  мощности в основной моде излучения. Программа позволяет рассчитывать искажения для произвольных источников тепла (как греющих, так и компенсирующих), имеющих цилиндрическую симметрию. Эксперименты показали предсказательную ценность программы для прогнозирования тепловых аберраций и их компенсации.

В трех экспериментах при найденных численно оптимальных значениях параметров компенсирующего излучения получено уменьшение  $\gamma$  с 0.357 до 0.033, с 0.157 до 0.012 и с 0.116 до 0.003 при мощностях искажающих тепловыделений 250, 300 и 500 мВт соответственно. Это позволяет утверждать, что дополнительный нагрев с помощью стороннего лазерного излучения можно эффективно использовать для компенсации тепловых фазовых искажений в оптических элементах.

Основными преимуществами представленного метода являются бесконтактность, простота реализации и возможность быстрой перестройки схемы для компенсации искажений, вызванных лазерными пучками с различными диаметрами и интенсивностями. В то же время при оценке эффективности данного метода следует иметь в виду, что при дополнительном нагреве естественной платой за компенсацию служит повышение средней температуры элемента, что в некоторых случаях является серьезным недостатком.

Отметим, что исследованный метод можно значительно усовершенствовать. Например, если модулиро-

вать скорость вращения компенсирующего пучка в течение каждого периода, то лучше прогреваться будут те участки, где движение происходило медленнее. Если же быстро варьировать радиус греющего кольца посредством изменения угла между нормалью к зеркалу и осью вращения, то будут создаваться распределения с более сложной зависимостью от радиальной координаты.

Работа поддержана Национальным научным фондом США (NSF) (грант PHY-0457107).

1. Levine F. *IEEE J. Quantum Electron.*, **7** (4), 170 (1971).
2. Yang H., Liu J., Shen D., Tam S.-C., Lam Y.-L., Xie W., Kobayashi T. *Opt. Rev.*, **8** (3), 163 (2001).
3. Hua R., Wada S., Tashiro H. *Opt. Commun.*, **175** (4-6), 189 (2000).
4. Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **30** (2), 147 (2000).
5. Беспалов В.И., Пасманик Г.А. *Нелинейная оптика и адаптивные лазерные системы* (М.: Наука, 1985).
6. Kurczynski P., Dyson H.M., Sadoulet B., Bower J.E., Lai W.Y.-C., Vansfield W.M., Taylor J.A. *Appl. Opt.*, **43** (18), 3573 (2004).
7. Webb R.H., Albanese M.J., Zhou Y., Bifano T., Burns S. *Appl. Opt.*, **43** (28), 5330 (2004).
8. Троицкий И.Н., Сафронов А.Н. *Адаптивная оптика* (М.: Знание, 1989).
9. Weber R., Graf T., Weber H.P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **36** (6), 757 (2000).
10. Roth M.S., Wyss E.W., Graf T., Weber H.P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **40** (12), 1700 (2004).
11. Mueller G., Amin R.S., Guagliardo D., McFeron D., Lundock R., Reitze D.H., Tanner D.B. *Classical and Quantum Gravity*, **19**, 1793 (2002).
12. Khazanov E.A., Andreev N.F., Mal'shakov A.N., Palashov O.V., Poteomkin A.K., Sergeev A.M., Shaykin A.A., Zelenogorsky V.V., Ivanov I., Amin R.S., Mueller G., Tanner D.B., Reitze D.H. *IEEE J. Quantum Electron.*, **40** (10), 1500 (2004).
13. Khazanov E.A., Zelenogorsky V.V., Shaykin A.A., Kamenetsky E.E., Palashov O.V. *Proc. Int. Symp. on Topical Problems of Non-linear Wave Physics* (St.Peterburg–N.Novgorod, 2005, pp 137, 138).
14. Lawrence R., Zucker M., Fritschel P., Marfuta P., Shoemaker D. *Classical and Quantum Gravity*, **19**, 1803, (2002).
15. Lawrence R., Ottaway D., Zucker M., Fritschel P. *Opt. Lett.*, **29** (22), 2635 (2004).
16. Abramović A., Althouse W.E., Drever R.W.P., Gursel Y., Kawamura S., Raab F.J., Shoemaker D., Sievers L., Spero R.E., Thorne K.S., Vogt R.E., Weiss R., Whitcomb S.E., Zucker M.E. *Science*, **256**, 325 (1992).
17. Мезенов А.В., Сомс Л.Н., Степанов А.И. *Термооптика твердотельных лазеров* (Л.: Машиностроение, 1986).
18. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика* (М.: Наука, 1988).
19. Самарский А.А., Николаев Е.С. *Методы решения сеточных уравнений* (М.: Наука, 1978).
20. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теоретическая физика. Т. VII. Теория упругости* (М.: Наука, 2004).
21. Амосов А.А., Дубинский Ю.А., Копченкова Н.В. *Вычислительные методы для инженеров* (М.: Высшая школа, 1994).
22. Kozhevato I.E., Rudenchik E.A., Cheragin N.P., Kulikova E.H. *Radiophys. Quantum Electron.*, **44** (7), 575 (2001).
23. Sommargren G.E. *Laser Focus World*, **32** (8), 61 (1996).
24. Zelenogorsky V.V., Solovyov A.A., Kozhevato I.E., Kamenetsky E.E., Rudenchik E.A., Palashov O.V., Silin D.E., Khazanov E.A. *Appl. Opt.*, **45**, 17 (2006).