

О.И. Васильев, С.С. Лебедев

КОРРЕКЦИЯ ТЕПЛОВЫХ ИСКАЖЕНИЙ СВЕТОВОГО ПУЧКА В ПЕРЕМЕЩАЮЩЕЙСЯ СРЕДЕ ОВФ–ВРМБ-ЗЕРКАЛОМ

Теоретически и экспериментально исследуются возможности компенсации ОВФ-зеркалом искажений импульсно-периодического лазерного излучения в перемещающейся среде, обусловленных тепловым самовоздействием. Показано: с уменьшением характерной длины теплового самовоздействия точность коррекции таких искажений падает, при фиксированной средней мощности излучения с увеличением частоты повторения импульсов растет разброс значений параметра точности коррекции от импульса к импульсу.

Для уменьшения искажений лазерного пучка в земной атмосфере ранее в основном предлагалась его фазовая коррекция с помощью гибких или сегментных управляемых зеркал [1–3]. Позднее с этой целью было предложено применение зеркал, в которых используется явление обращения волнового фронта излучения в нелинейных средах (зеркал ОВФ) [4, 5]. Преимущества таких зеркал перед сегментными и гибкими зеркалами — в их быстродействии и в том, что они одновременно корректируют фазу и амплитуду. Применение зеркал ОВФ обсуждалось лишь для коррекции световых пучков, имеющих сравнительно невысокую мощность и не испытывающих теплового самовоздействия. В настоящей статье на основе численного и лабораторного моделирования исследуются возможности компенсации ОВФ-зеркалом тепловых искажений в перемещающейся среде излучения импульсно-периодического лазера. Рассматривается случай, когда длительность отдельного импульса мала и можно считать, что он не испытывает самонаведенных тепловых искажений; его искажения обусловлены нагревом среды вследствие прохождения предыдущих импульсов. Для коррекции искажений используется явление ОВФ при ВРМБ сфокусированных в активную среду пучков.

1. Математическая постановка задачи

Моделировалось прохождение вдоль оси z светового воздействующего пучка, испытывающего тепловое самовоздействие в поглощающей среде (рис. 1). Эта среда располагалась при $0 \leq z < L_1$. Направление оси z противоположно направлению распространения воздействующего пучка. Начало оси в плоскости выхода этого пучка из поглощающей среды. Плоскость входа пучка в среду при $z = L_1$. Навстречу воздействующему распространялся малоинтенсивный зондирующий пучок, который не испытывал теплового самовоздействия в среде. На входе в поглощающую среду ($z = 0$) этот пучок имел плоский волновой фронт и гауссовское распределение интенсивности. В среде волновой фронт зондирующего пучка искажался из-за неоднородностей показателя преломления, наведенных воздействием пучком. Для формирования волны с обращенным волновым фронтом зондирующее излучение после прохождения через поглощающую среду 1 и усилитель 2 фокусировалось линзой 3 в активную среду 4, расположенную при $L_2 \leq z \leq L_3$. В этой среде возбуждалось ВРМБ. Навстречу зондирующему излучению распространялся основной пучок, который после прохождения через усилитель испытывал в поглощающей среде тепловое самовоздействие. Считалось, что на входе в поглощающую среду (при $z = L_1$) воздействующий пучок является стоксовой компонентой, прошедшей через линейный усилитель 2. Принимается, что на участке $L_1 \leq z \leq L_2$ излучение подвергается влиянию только усилителя и линзы, и этот участок много меньше L_1 и $L_3 - L_2$.

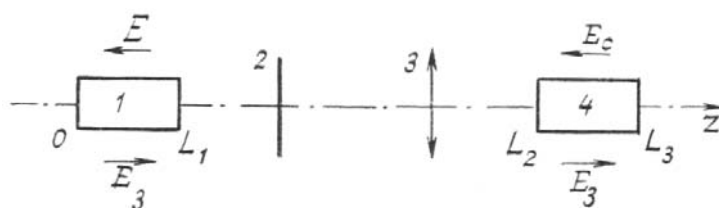


Рис. 1. Схема распространения волн

Комплексная амплитуда E воздействующей волны при $0 \leq z \leq L_1$ описывается уравнениями

$$\left(2i\kappa_1 \frac{\partial}{\partial z} + \Delta_{\perp} + \frac{\kappa_1^2 \Delta \varepsilon_1}{\varepsilon_1} + i\kappa_1 \alpha\right) E = 0, \quad (1)$$

$$\Delta \varepsilon_1 = \frac{d\varepsilon_1}{dT} T, \quad (2)$$

где Δ_{\perp} — оператор Лапласа в плоскости $y = \text{const}$; $\kappa_1 = \kappa_0 \sqrt{\varepsilon_1}$ — волновое число в поглощающей среде; $\kappa_0 = 2\pi/\lambda$ — волновое число в вакууме; λ — длина волны в вакууме; ε_1 — диэлектрическая проницаемость невозмущенной среды; α — коэффициент поглощения среды; $\Delta \varepsilon_1$, T — изменения соответственно диэлектрической проницаемости и температуры среды, обусловленные самовоздействием. В случае последовательности коротких импульсов, если длительность $t_{\text{имп}}$ отдельных импульсов намного короче, чем временные интервалы между ними Δt , изменение температуры T среды после прохождения N импульсов определяется соотношением [6]

$$T(x, y, z, N\Delta t) = \frac{\alpha t_{\text{имп}}}{\rho C_p} \sum_{j=0}^{N-1} |E[x - V(N-j)\Delta t, y, z]|^2, \quad (3)$$

где V — скорость перемещения среды, направленная вдоль оси x ; ρ , C_p — соответственно плотность и теплоемкость среды.

Распространение зондирующей волны с комплексной амплитудой E_3 в поглощающей среде (при $0 < z < L_1$) описывается уравнением

$$\left(2i\kappa_1 \frac{\partial}{\partial z} - \Delta_{\perp} - \frac{\kappa_1^2 \Delta \varepsilon_1}{\varepsilon_1} + i\kappa_1 \alpha\right) E_3 = 0. \quad (4)$$

В пренебрежении обратным влиянием встречной волны стоковой компоненты на зондирующую волну для стационарного случая распространение этих волн при $L_2 \leq z \leq L_3$ описывается уравнениями [4]

$$\left(2i\kappa_2 \frac{\partial}{\partial z} - \Delta_{\perp}\right) E_3 = 0, \quad (5)$$

$$\left(2i\kappa_2 \frac{\partial}{\partial z} + \Delta_{\perp} - i\kappa_2 G |E_3|^2\right) \varepsilon_c = 0, \quad (6)$$

где E_c комплексная амплитуда волны стоковой компоненты; $\kappa_2 = \kappa_0 \sqrt{\varepsilon_2}$ — волновое число в активной среде ОВФ-зеркала; ε_2 — диэлектрическая проницаемость этой среды; G — коэффициент усиления ВРМБ.

Для промежутка времени $0 < t < t_{\text{вкл}}$, где $t_{\text{вкл}}$ — время включения зеркала, комплексная амплитуда воздействующего пучка во время прохождения импульса при $z = L_1$ имеет вид

$$E(x, y, L_1) = \sqrt{I_0} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2a_0^2}\right), \quad (7)$$

где I_0 , a_0 — соответственно интенсивность на оси и эффективный радиус пучка.

В расчетах при включенном режиме ($t > t_{\text{вкл}}$) для каждого импульса комплексная амплитуда воздействующей волны с учетом линзы и усилителя принимается

$$E(x, y, L_1) = K E_c(x, y, L_2) \exp\left[\frac{i\kappa_0 (x^2 + y^2)}{2z_f}\right], \quad (8)$$

где $E_c(x, y, L_2)$ — решение уравнения (6) при $z = L_2$, K — коэффициент усиления линейного усилителя; z_f — фокусное расстояние линзы. Величина K для каждого импульса выбиралась такой, что его энергия равнялась энергии импульса до включения зеркала ОВФ.

Соотношения (7), (8) являются начальными условиями для уравнения (1). Для уравнения (4) начальное распределение комплексной амплитуды зондирующего пучка при $z = 0$ для каждого импульса задается

$$E_3(x, y, 0) = \sqrt{I_n} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2b_0^2}\right), \quad (10)$$

где I_n , b_0 — его начальные соответственно интенсивность на оси и эффективный радиус. В дальнейшем полагалось, что $b_0 = a_0$. Для уравнения (5) начальное условие (при $z = L_2$) с учетом линзы и усилителя имеет вид

$$E_3(x, y, L_2) = K E_3(x, y, L_1) \exp\left[\frac{ik_0(x^2 + y^2)}{2z_f}\right]. \quad (11)$$

Здесь $E_3(x, y, L_1)$ — решение уравнения (4) при $z = L_1$. Уравнение (6) для волны стоксовой компоненты решалось при условии

$$E_c(x, y, L_3) = \tilde{E}_c(x, y), \quad (12)$$

где \tilde{E}_c — случайное поле. Среднеквадратическое отклонение σ (уровень затравочного сигнала стоксовой компоненты) составляет $10^{-n}\sqrt{I_0}$, где n равно приблизительно 4–6 [4].

Система уравнений (1)–(6) с указанными граничными условиями решалась численно. Для каждого импульса вычислялись распределения комплексных амплитуд пучков: воздействующего $E(x, y, z)$, зондирующего $E_3(x, y, z)$, стоксовой компоненты $E_c(x, y, z)$; а также углового спектра

$$F(\kappa_x, \kappa_y, z) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E(x, y, z) \exp[-i(\kappa_x x + \kappa_y y)] dx dy. \quad (13)$$

После чего рассчитывался параметр точности коррекции

$$H = \frac{W_2}{W_1} = \frac{\int_{\kappa_x^2 + \kappa_y^2 < \kappa_d^2} |F(\kappa_x, \kappa_y, 0)|^2 d\kappa_x d\kappa_y}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |F(\kappa_x, \kappa_y, 0)|^2 d\kappa_x d\kappa_y}, \quad (14)$$

где W_1 — полная энергия в импульсе воздействующего излучения на выходе из поглощающей среды, а W_2 — энергия этого излучения в дифракционном угле; κ_d — соответствует дифракционному углу для исходного воздействующего пучка (7). Рассчитывались также квадраты модулей угловых спектров, нормированные на свои максимальные значения $B(z)$.

$$A(\kappa_x, \kappa_y, z) = \frac{|F(\kappa_x, \kappa_y, z)|^2}{B(z)}. \quad (15)$$

2. Лабораторное моделирование

При достаточно высокой частоте повторения коротких одинаковых импульсов, проходящих через поглощающую нагреваемую ими среду, можно считать, что в установившемся режиме каждый импульс распространяется в поле показателя преломления, которое наводится пучком непрерывного излучения с мощностью, равной средней мощности последовательности импульсов, [7]. В случае перемещающейся среды такое утверждение является правомерным, если число генерируемых импульсов N_V за время прохождения ветрового потока через сечение пучка ($t_V = a_0/V$) значительно больше 5, и длительность цуга импульсов намного больше t_V . При таких условиях задача распространения излучения импульсно-периодического лазера в условиях теплового самовоздействия сводится к задаче прохождения единичного импульса в поле показателя преломления, наводимом непрерывным излучением с той же средней мощностью, что и у последовательности импульсов. После включения зеркала ОВФ характеристики воздействующего излучения (его распределения амплитуды и фазы) и поглощающей среды могут сильно изменяться от импульса к импульсу. Поэтому замена импульсно-периодического излучения непрерывным справедлива до включения зеркала ОВФ, и такое упрощение дает правильный результат лишь для первого импульса после включения зеркала.

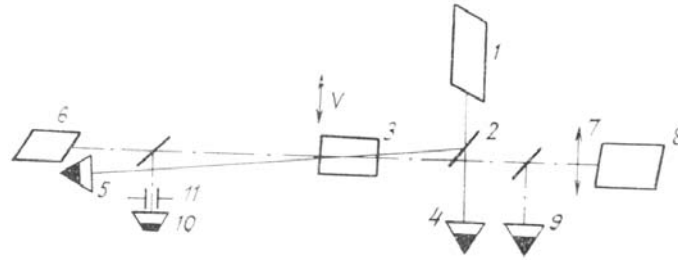


Рис. 2. Схема экспериментальной установки

В приведенных условиях проводилось лабораторное моделирование компенсации ОВФ-зеркалом тепловых искажений излучения импульсно-периодического лазера. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 2. Непрерывное (воздействующее) излучение аргонового лазера 1 (длина волны 0,48 мкм, диаметр пучка 5 мм, мощность от 0 до 0,8 Вт) после прохождения светоделительной пластинки 2 с коэффициентом отражения 20% направлялось в кювету 3, имитировавшую перемещающуюся поглощающую атмосферу. Эта кювета была расположена на реверсивной тележке и перемещалась перпендикулярно направлению распространения пучка. Кювета наполнилась этиловым спиртом, подкрашенным фуксином. Ее длина в направлении распространения пучка $L_1 = 30$ см, скорость перемещения $V = 0,33$ см/с, коэффициент поглощения среды $\alpha = 0,04$ см⁻¹. Мощность излучения аргонового лазера контролировалась измерителем средней мощности 4. Таким же прибором 5 измерялась мощность этого излучения, прошедшего через поглощающую среду.

Вследствие поглощения излучения аргонового лазера и нагрева среды в кювете 3 в канале пучка наводилось неоднородное поле показателя преломления. Навстречу пучку аргонового лазера под небольшим углом ($\varphi = 1,5$ мрад) к оси этого пучка в кювету 3 заводился одномодовый зондирующий пучок второй гармоники импульсного неодимового лазера 6 (длина волны 0,53 мкм, энергия до 0,3 Дж, длительность импульса по полувысоте 40 нс, диаметр пучка на входе в среду 5 мм, расходимость $\Theta_d \approx 0,26$ мрад). Зондирующий лазер находился на расстоянии около 20 м от кюветы 3. Его излучение распространялось в этой кювете, искажалось в поле показателя преломления, наведенном излучением аргонового лазера. Затем оно фокусировалось линзой 7 в кювету 8 с четыреххлористым углеродом, где возбуждалось ВРМБ. Фокусное расстояние линзы 12 см, длина кюветы 7–20 см.

Пучок стоксовой компоненты, сформированный ОВФ зеркалом, распространялся навстречу зондирующему излучению. Полная энергия W_0 этого пучка до прохождения поглощающей среды измерялась калориметром 9. Калориметром 10 в сочетании с диафрагмой 11 измерялась энергия W_2 в близком к дифракционному углу ($\Theta = 0,28$ мрад) этого излучения, прошедшего через поглощающую среду. Мерой точности коррекции искажений излучения являлась величина $H = W_2/CW_0$, где C — коэффициент пропускания пластинки 2 и кюветы с поглощающей средой 3. В отдельных вспышках каждый из пучков фотографировался. Изображение их получалось в фокальной плоскости линзы, которая ставилась на пути части пучка, отведенной от различных участков трассы светоделительной пластинкой.

9. Результаты

Эксперимент и расчеты проводились при следующих значениях параметров: $L_1 = 30$ см; $L_2 = 50$ см; $a_0 = b_0 = 2,5$ мм; $z_f = 12$ см; $\rho = 0,8$ г/см³; $C_p = 2,4$ Дж/г · град; $\varepsilon_1 = 1,85$; $\varepsilon_2 = 2,1$; $\left| \frac{d\varepsilon}{dT} \right| = 1,1 \times 10^{-3}$ град⁻¹. В расчетах принималось $\lambda = 0,5$ мкм, а значение средней мощности P воздействующего пучка на входе в поглощающую среду варьировалось от 0 до 0,6 Вт. Эксперимент проводился в диапазоне изменения $0 \leq P \leq 0,16$ Вт.

В экспериментах энергия излучения, отраженного от зеркала ОВФ, не превышала 25% от энергии падающего импульса. Оптического пробоя в кювете 8 не наблюдалось.

На рис. 3 справа показаны фотографии пучков в фокальной плоскости линзы, соответствующие угловым распределениям зондирующего пучка на входе в поглощающую среду (а), искаженного этой средой (б), а также отраженного от ОВФ-зеркала излучения (стоксовой компоненты) после прохождения искажающей среды (в). Соответствующие рассчитанные распределения даны линиями постоянного уровня слева. Расчеты проведены для случая большого числа повторения импульсов ($N_V = 10$) за время t_V прохождения ветрового потока через сечение пучка. Зеркало ОВФ включено спустя время $t = 3t_V$, т. е. после установления стационарного режима распространения излучения. Рисунок дан для первого импульса после включения зеркала. Условия расчета соответствовали эксперименту. И в расчетах, и в экспериментах средняя мощность воздействующего излучения на входе в среду составляла величину $P = 0,16$ Вт. Из рис. 3 видно, что распределение отраженного от ВРМБ зеркала излучения восстановилось практически до дифракционного в результате прохождения через искажающую среду. Результаты экспериментов и расчетов согласуются друг с другом.

На рис. 4 представлены полученные экспериментально (кривая 1) и теоретически (кривая 2) зависимости параметра точности коррекции H от отношения длины искажающей среды L_1 к характерной длине теплового самовоздействия [8]

$$L_T = \left(\frac{1}{2\pi\varepsilon_1} \left| \frac{d\varepsilon_1}{dT} \right| \frac{\alpha P}{\rho C_p V a_0^3} \right)^{-1/2}. \quad (16)$$

Условия экспериментов и расчетов те же, что для рис. 3, кроме того, что варьировалась средняя мощность P воздействующего излучения. На рис. 4 показана зависимость от L_1/L_T отношения D энергии W_2 в дифракционном угле к полной энергии W_1 прошедшего через искажающую среду излучения в случае, когда ОВФ-зеркало не применялось (кривая 3). Из рисунка видно, что параметр точности коррекции H выше параметра D при $L_1/L_T \approx 0,1$.

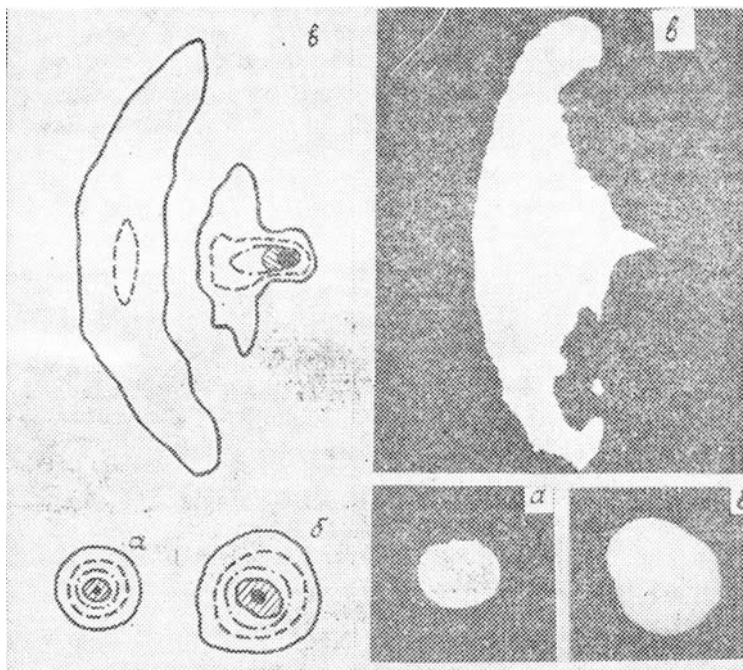


Рис. 3. Расчетные (слева) и экспериментальные (справа) угловые распределения излучения: a — на входе в среду; b — без зеркала на выходе, b — с зеркалом на выходе

Результаты эксперимента и расчета в пределах точности измерений совпадают. Они показывают, что точность коррекции уменьшается с увеличением тепловых искажений пучка, степень которых определяет характерная длина самовоздействия L_T , уменьшающаяся при увеличении тепловых искажений.

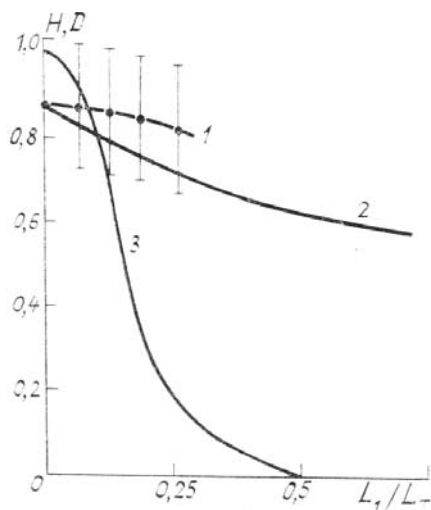


Рис. 4. Зависимости параметра точности коррекции H и параметра D от L_1/L_T ; 1 — эксперимент; 2, 3 — теория

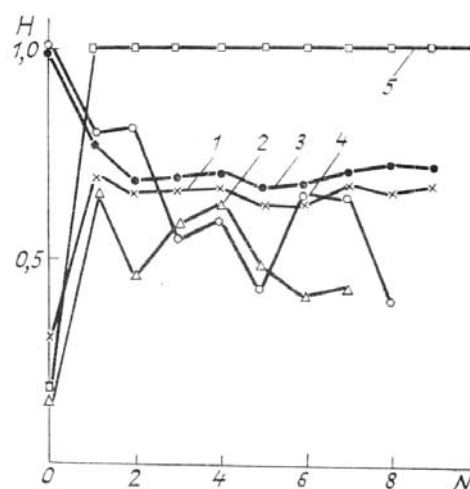


Рис. 5. Зависимость параметра точности коррекции H от номера импульса N

На рис. 5 приведены полученные в расчетах зависимости точности коррекции от номера импульса N . Кривые 1–4 – для случая, когда ОВФ осуществляется при ВРМБ сфокусированных пучков; они получены путем численного решения уравнений (1)–(6) при $0 \leq z \leq L_3$. Кривая 5 получена численным решением уравнений (1)–(4) при $0 \leq z \leq L_1$ для идеального ОВФ на входе в поглощающую среду, когда $E(x, y, L_1) = kE_3^*(x, y, L_1)$. Кривые 1, 3 относятся к случаю, когда число повторений импульсов за время t_V пробега ветра поперек пучка невелико: $N_V = 1$, а кривые 2, 4, 5 получены при большом числе повторений $N_V = 10$. Зеркало ОВФ включалось либо после установления стационарного режима теплового самовоздействия $t_{\text{вкл}} = 3t_V$ (кривые 1, 2, 5), либо в начальный момент $t_{\text{вкл}} = 0$ (кривые 3, 4). Для всех случаев $P = 0,16$ Вт, $L_1/L_T = 0,25$. Остальные параметры расчета такие же, как и для рис. 3.

Из рис. 5 видно, что в случае, когда зеркало ОВФ не идеально, параметр точности коррекции тепловых искажений может меняться от импульса к импульсу (кривые 1–4). При фиксированной средней мощности разброс в значениях этого параметра больше для случая, когда частота повторения импульса (ЧПИ) выше (2, 4). Этот результат не зависит от того, когда включено зеркало, и объясняется тем, что при конечной скорости потока среды и малой ЧПИ происходит частичный вынос возмущенной среды из объема пучка за время между импульсами. В этом случае тепловые искажения пучка меньше, а точность коррекции и воспроизводимость параметра точности коррекции от импульса к импульсу выше, чем в случае большей ЧПИ.

Итак, в настоящей статье впервые экспериментально и теоретически исследованы возможности компенсации ОВФ-зеркалом тепловых искажений импульсно-периодического лазерного излучения в перемещающейся среде. Показано: с уменьшением характерной длины теплового самовоздействия точность коррекции таких искажений ОВФ-зеркалом падает; при фиксированной средней мощности излучения с увеличением частоты повторений импульсов увеличивается разброс значений параметра точности коррекции от импульса к импульсу.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Б.С. Агровскому и А.С. Гурвичу за ценные советы.

1. Ахманов С.А., Воронцов М.А., Кандидов В.П., Сухоруков А.П., Чесноков С.С. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1980. Т. 23. № 1. С. 1.
2. Лукин В.П. Атмосферная адаптивная оптика. Новосибирск: Наука, 1986.
3. Лебедев С.С., Семенов Л.П. // Труды ИЭМ. 1988. Вып. 47 (137). С. 134.
4. Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. Обращение волнового фронта. М.: Наука, 1985. 247 с.
5. Васильев О.И., Лебедев С.С., Семенов Л.П. // Квантовая электроника. 1987. Т. 14. № 11. С. 2347.
6. Стробен Д. Распространение лазерного пучка в атмосфере. // М.: Мир, 1981. 414 с.
7. Смит Д.К. // ТИИЭР. Т. 65. № 12. С. 59.
8. Воробьев В.В. Тепловое самовоздействие лазерного излучения в атмосфере. М.: Наука, 1987. 200 с.

Научно-производственное объединение
«Тайфун», г. Обнинск

Поступила в редакцию
5 сентября 1989 г.

O.I. Vasil'ev, S.S. Lebedev. Correction for Light Beam Thermal Distortions in a Moving Medium by a RWF-SBS-Mirror.

Compensation by a RWF-mirror for laser beam distortions caused by thermal selfaction is investigated both theoretically and experimentally. It is shown that the accuracy of distortion correction decreases with the decrease of thermal selfaction characteristic length.