

О.И. Васильев, Ю.Н. Коломиец, С.С. Лебедев, Л.П. Семенов

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ОВФ-КОРРЕКЦИИ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ В АТМОСФЕРЕ

Теоретически и экспериментально исследуется компенсация ОВФ-зеркалом искажений светового пучка в атмосфере. Выводятся соотношения подобия для лабораторного моделирования коррекции ОВФ – ВРМБ-зеркалом атмосферных искажений лазерного излучения. Изучается влияние ВКР на качество восстановления корректируемого пучка в турбулентной среде. Показано, что эффективность ОВФ-коррекции может существенно ограничиваться неточностью обращения волнового фронта реальным зеркалом и нелинейными явлениями при распространении корректируемых волн в атмосфере.

1. Атмосферные искажения лазерных пучков существенно ухудшают эффективность работы оптических систем связи, локации и дальнометрии. Для компенсации этих искажений предлагается использовать явления обращения волнового фронта (ОВФ) в нелинейных средах [1–5]. Такая ОВФ-коррекция наиболее разработана для коротких лазерных импульсов (длительностью менее 1 мкс). При низких интенсивностях лазерного излучения в чистой незамутненной аэрозолем атмосфере искажения волнового фронта пучка обусловлены турбулентными пульсациями среды. При высоких интенсивностях излучения существенны дополнительные искажения пучка, обусловленные нелинейными оптическими эффектами. Для коротких лазерных импульсов длительностью, значительно меньшей времени распространения акустической волны через пучок, наименьшие энергетические пороги имеют нелинейные эффекты тепловой рефракции (для импульснопериодического режима излучения) и вынужденного комбинационного рассеяния (для режима отдельного импульса).

Исследования в натуральных условиях возможностей компенсации ОВФ-зеркалом атмосферных искажений лазерных пучков вызывают значительные трудности. В связи с этим для изучения основных закономерностей такой адаптивной коррекции представляется необходимым использовать лабораторное моделирование, построенное на принципах теории подобия. В настоящей статье на основе лабораторного и численного моделирования исследуется эффективность коррекции ОВФ-зеркалом искажений коротких лазерных импульсов в атмосфере. Рассматриваются различные условия распространения корректируемого пучка в атмосфере:

- а) пучок не испытывает нелинейных искажений в турбулентной среде;
- б) пучок испытывает вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР), распространяясь в турбулентной среде;
- в) искажения отдельного корректируемого импульса обусловлены нагревом перемещающейся среды вследствие прохождения через нее нескорректированных импульсов, следующих с высокой частотой повторения.

Для поставленной задачи применение теории подобия состоит в следующем. Система уравнений с граничными условиями, описывающая процессы распространения излучения как в атмосфере, так и в активной среде ОВФ-зеркала, приводится к безразмерному виду. Процессы распространения световых пучков являются подобными в лабораторных и натуральных условиях, если для них совпадают соответствующие параметры в безразмерных уравнениях и граничные условия [6].

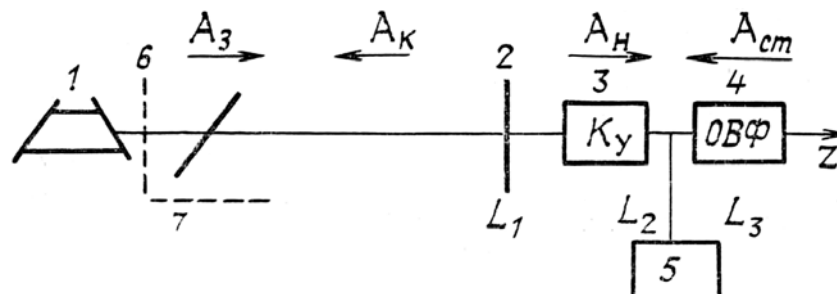


Рис. 1. Схема оптической связи в атмосфере с использованием ОВФ

2. На рис. 1 в качестве примера показана схема оптической связи в атмосфере с использованием зеркала ОВФ. Излучение одномодового зондирующего лазера 1 с комплексной амплитудой поля  $A_3$  распространяется через атмосферу вдоль оси  $z$ . Начало оси  $z$  – в плоскости выхода зондирующего лазера. Искажающая среда располагается при  $0 \leq z \leq L_1$ . Зондирующее излучение попадает на при-

емную апертуру телескопа 2, находящуюся в плоскости  $z = L_1$ . После телескопического сужения пучка в  $N$  раз он проходит через оптический усилитель 3 с коэффициентом усиления по интенсивности  $K_y$ , а затем попадает в активную среду ОВФ-зеркала 4, находящуюся при  $L_2 \leq z \leq L_3$ . Модулятор излучения во времени 5 вносит информацию в отраженный от ОВФ-зеркала пучок. Промодулированный усиленный пучок с комплексной амплитудой  $A_k$ , имеющий обращенный волновой фронт по отношению к зондирующему пучку, распространяется в атмосфере навстречу этому пучку. В плоскости 7, сопряженной с плоскостью 6 выходной апертуры зондирующего лазера, при определенных условиях пучок несет информацию и имеет неискаженный волновой фронт.

3. В настоящее время наиболее развит метод ОВФ на основе вынужденного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна (ВРМБ) сфокусированных в активную среду пучков. Система уравнений, описывающая распространение излучения как в искажающей, так и в активной среде ОВФ–ВРМБ-зеркала, имеет вид [5]:

$$\left( 2i\kappa_1 \frac{\partial}{\partial z} - \Delta_{\perp} - \kappa_1^2 \frac{\tilde{\varepsilon}}{\varepsilon_1} + i\kappa_1 \alpha \right) A_3 = 0, \quad 0 < z < L_1; \quad (1)$$

$$\left( 2i\kappa_2 \frac{\partial}{\partial z} - \Delta_{\perp} + i\kappa_2 G |A_{ст}|^2 \right) A_n = 0, \quad L_2 < z < L_3; \quad (2)$$

$$\left( 2i\kappa_2 \frac{\partial}{\partial z} + \Delta_{\perp} + i\kappa_2 G |A_n|^2 \right) A_{ст} = 0, \quad L_2 < z < L_3; \quad (3)$$

$$\left( 2i\kappa_1 \frac{\partial}{\partial z} + \Delta_{\perp} + \kappa_1^2 \frac{\tilde{\varepsilon}}{\varepsilon_1} - i\kappa_1 \alpha \right) A_k = 0, \quad 0 < z < L_1. \quad (4)$$

Здесь  $A_{ст}$ ,  $A_n$  – комплексные амплитуды соответственно стоксовой волны и волны накачки;  $G$  – коэффициент усиления ВРМБ;  $\Delta_{\perp}$  – оператор Лапласа в плоскости  $z = \text{const}$ ;  $\kappa_1$  – волновое число в искажающей среде;  $\kappa_2$  – волновое число в активной среде;  $\alpha$  – коэффициент поглощения излучения в искажающей среде;  $\varepsilon_1$  – средняя диэлектрическая проницаемость невозмущенной среды;  $\tilde{\varepsilon}$  – добавка к диэлектрической проницаемости, обусловленная возмущениями этой среды. При  $z = 0$  комплексная амплитуда зондирующей волны имеет вид

$$A_3(x, y, 0) = \sqrt{I_3} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2a_0^2}\right), \quad (5)$$

где  $I_3$ ,  $a_0$  – интенсивность на оси и радиус пучка. Будем считать, что на участке  $L_1 < z < L_2$  излучение подвергается влиянию только усилителя и линзы, этот участок много меньше  $L_1$  и  $L_4 = L_3 - L_2$ , тогда можно записать

$$A_n(x, y, L_2) = N \sqrt{K_y} A_3(Nx, Ny, L_1) \exp\left[\frac{i\kappa_0(x^2 + y^2)}{2z_f}\right]; \quad (6)$$

$$A_k(x, y, L_1) = N^{-1} \sqrt{K_y} A_{ст}(N^{-1}x', N^{-1}y', L_2) \exp\left[\frac{i\kappa_0(x^2 + y^2)}{2z_f}\right], \quad (7)$$

где  $z_f$  – фокусное расстояние линзы;  $\kappa_0$  – волновое число в вакууме. При  $z = L_3$  граничное условие для уравнения (3) имеет вид

$$A_{ст}(x, y, L_3) = U(x, y), \quad (8)$$

где  $U(x, y)$  – случайное поле.

В случае, когда корректируемый пучок распространяется в поле диэлектрической проницаемости  $\tilde{\varepsilon}$  перемещающейся среды, обусловленном ее нагревом излучением, система (1)–(4) дополняется уравнениями для  $\tilde{\varepsilon}(x, y, z)$  и температуры среды  $T(x, y, z)$  под действием излучения. Если нагрев среды происходит под действием цуга нескорректированных импульсов, следующих с достаточно высокой частотой повторения, то дополнительные уравнения имеют вид [7]

$$\left(2i\kappa_1 \frac{\partial}{\partial z} + \Delta_{\perp} + \kappa_1^2 \frac{\tilde{\varepsilon}}{\varepsilon_1} - i\kappa_1 \alpha\right) A_{\text{в}} = 0, \quad 0 < z < L_1; \quad (9)$$

$$\tilde{\varepsilon}(x, y, z) = \frac{d\tilde{\varepsilon}}{dT} \cdot T(x, y, z); \quad (10)$$

$$V \frac{\partial T}{\partial x} = \alpha \cdot \frac{|A_{\text{в}}|^2}{\rho C_p}. \quad (11)$$

Здесь  $V$  – скорость перемещения среды;  $\rho$ ,  $C_p$  – соответственно плотность и теплоемкость этой среды;  $A_{\text{в}}$  – средняя во времени комплексная амплитуда нескорректированных импульсов. При  $z = L_1$  будем считать, что средняя комплексная амплитуда имеет вид

$$A_{\text{в}}(x, y, L_1) = \sqrt{I_{\text{в}}} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2a_0^2}\right), \quad (12)$$

где  $I_{\text{в}}$  – средняя интенсивность на оси пучка;  $a_0$  – его радиус.

4. После перехода к безразмерным переменным

$$x' = \frac{x}{a_0}, \quad y' = \frac{y}{a_0}, \quad z' = \frac{z}{\kappa_1 a_0^2}, \quad A'_3 = \frac{A_3}{\sqrt{I_3}}, \quad A'_{\text{н}} = \frac{A_{\text{н}}}{\sqrt{I_3}},$$

$$A'_{\text{ст}} = \frac{A_{\text{ст}}}{\sqrt{I_3}}, \quad z'' = \frac{z}{\kappa_2 a_0^2}; \quad (13)$$

$$A'_{\text{в}} = \frac{A_{\text{в}}}{\sqrt{I_{\text{в}}}}; \quad (14)$$

система уравнений и граничных условий (1)–(12) имеет вид

$$\left(2i \frac{\partial}{\partial z'} - \Delta'_{\perp} - T' + i\Theta\right) A'_3 = 0, \quad 0 < z' < L'_1; \quad (15)$$

$$\left(2i \frac{\partial}{\partial z''} - \Delta'_{\perp} + G' |A'_{\text{ст}}|^2\right) A'_{\text{н}} = 0, \quad L'_2 < z'' < L'_3; \quad (16)$$

$$\left(2i \frac{\partial}{\partial z''} + \Delta'_{\perp} + G' |A'_{\text{н}}|^2\right) A'_{\text{ст}} = 0, \quad L'_2 < z'' < L'_3; \quad (17)$$

$$\left(2i \frac{\partial}{\partial z'} + \Delta'_{\perp} + T' - i\Theta\right) A'_k = 0, \quad 0 < z' < L'_1; \quad (18)$$

$$\left(2i \frac{\partial}{\partial z'} + \Delta'_{\perp} + T' - i\Theta\right) A'_{\text{в}} = 0, \quad 0 < z' < L'_1; \quad (19)$$

$$\frac{\partial T'}{\partial x'} = R |A'_{\text{в}}|^2; \quad (20)$$

$$A'_{\text{в}}(x', y', 0) = \exp[-(x'^2 + y'^2)]; \quad (21)$$

$$A'_3(x', y', L'_1) = \exp[-(x'^2 + y'^2)]; \quad (22)$$

$$A'_{\text{н}}(x', y', L'_2) = N\sqrt{K_y} A'_3(Nx', Ny', L'_1) \exp\left[\frac{i\gamma(x'^2 + y'^2)}{2z'_f}\right]; \quad (23)$$

$$A'_k(x', y', L'_1) = N^{-1} V K_y^- A'_{ct}(N^{-1}x, N^{-1}y, L'_2) \exp \left[ \frac{i\gamma(x'^2 + y'^2)}{2z'_f} \right]; \quad (24)$$

$$A'_{ct}(x', y', L'_3) = U'(x', y'). \quad (25)$$

Здесь

$$U' = \frac{U}{V I_3}; \quad G' = G I_3 \kappa_2 a_0^2; \quad \Theta = \alpha \kappa_1 a_0^2; \quad z'_f = \frac{z_f}{\kappa_2 a_0^2}; \quad \gamma = \frac{\kappa_0}{\kappa_2};$$

$$L'_1 = \frac{L_1}{\kappa_1 a_0^2}; \quad L'_2 = \frac{L_2}{\kappa_1 a_0^2}; \quad L'_3 = L'_2 + L'_4; \quad L'_4 = \frac{L_4}{\kappa_2 a_0^2}; \quad (26)$$

$$R = \frac{\alpha \kappa_1^2 I_b a_0^3}{\varepsilon_1 V \rho C_p} \cdot \frac{d\tilde{\varepsilon}}{dT}; \quad T' = \kappa_1^2 a_0^2 \frac{d\tilde{\varepsilon}}{dT} T. \quad (27)$$

Анализ уравнений (15)–(20) с граничными условиями (21)–(25) показывает, что для лабораторного моделирования описанных процессов при  $N^{\text{лаб}} = 1$ ,  $K_y^{\text{лаб}} = 1$  необходимо выполнение следующих соотношений:

$$\alpha_0^{\text{лаб}} = \frac{\alpha_0^{\text{атм}}}{N^{\text{атм}}}; \quad \Theta^{\text{лаб}} = \Theta^{\text{атм}}; \quad L_1^{\text{лаб}} = L_1^{\text{атм}}; \quad L_4^{\text{лаб}} = L_4^{\text{атм}};$$

$$z_f^{\text{лаб}} = z_f^{\text{атм}}; \quad I_3^{\text{лаб}} = \frac{I_3^{\text{атм}} G^{\text{атм}} \kappa_2^{\text{атм}} K_y^{\text{атм}} (N^{\text{атм}})^2}{G^{\text{лаб}} \kappa_2^{\text{лаб}}}. \quad (28)$$

Здесь индекс «лаб» относится к лабораторным условиям; а «атм» – к атмосферным. Кроме условий (28) необходимо также условие

$$R^{\text{лаб}} = R^{\text{атм}}. \quad (28)$$

5. При компенсации ОВФ – ВРМБ-зеркалом турбулентных искажений низкоинтенсивного излучения система уравнений, описывающих процессы с граничными условиями, имеет вид (1)–(8). При этом в уравнениях (1), (4)  $\tilde{\varepsilon}$  – флуктуации диэлектрической проницаемости. В дальнейшем для турбулентной среды будем считать, что в (1), (4)  $\alpha = 0$ . Из уравнения (1), описывающего распространение зондирующего пучка в турбулентной среде, легко получить уравнение для функции взаимной когерентности  $\Gamma(x_1, y_1, x_2, y_2, z)$  этого пучка, которое имеет вид [8]

$$2i\kappa_1 \frac{\partial \Gamma}{\partial z} + (\Delta_1 - \Delta_2)\Gamma + \frac{i\pi\kappa_1^3}{2} H(x_1 - x_2, y_1 - y_2)\Gamma = 0, \quad (30)$$

где

$$H(\rho) = 2 \int \Phi_\varepsilon(\mathbf{x}) [1 - \cos \mathbf{x}\rho] \mathcal{I}^2 \mathbf{x}; \quad (31)$$

$\Phi_\varepsilon$  – спектр флуктуаций  $\tilde{\varepsilon}$ , который принимается в виде

$$\Phi_\varepsilon(\mathbf{x}) = 0,033 C_\varepsilon^2 (\mathbf{x}^2 + \mathbf{x}_0^2)^{-11/6} \exp(-\mathbf{x}^2/\mathbf{x}_m^2), \quad (32)$$

где  $C_\varepsilon^2$  – структурная характеристика флуктуаций диэлектрической проницаемости;  $\mathbf{x}_0 = \frac{2\pi}{L_0}$ ,  $L_0$  –

внешний масштаб турбулентности,  $\mathbf{x}_m = \frac{5,92}{l_0}$ ,  $l_0$  – внутренний масштаб турбулентности. Точное аналитическое решение уравнений (27) получено в [8] в приближении квадратичной аппроксимации функции  $H(\rho)$ . Анализ этого решения показывает, что выражение для безразмерной функции  $\Gamma(x'_1, y'_1, x'_2, y'_2, L'_1)/I_3$  при начальном условии (5) зависит лишь от параметров  $L'_1$ ,

$$\beta_0 = 0,365 C_\varepsilon^2 \kappa_1^{7,6} L_1^{11,6}. \quad (33)$$

То есть при  $L_1^{\text{лаб}} = L_1^{\text{атм}}$ ,  $\beta_0^{\text{лаб}} = \beta_0^{\text{атм}}$  имеет место равенство

$$\langle A_3^{\prime \text{лаб}}(x'_1, y'_1, L'_1) \cdot A_3^{\prime \text{лаб}}(x'_2, y'_2, L'_1) \rangle = \langle A_3^{\prime \text{атм}}(x'_1, y'_1, L'_1) \cdot A_3^{\prime \text{атм}}(x'_2, y'_2, L'_1) \rangle.$$

Вывод соотношений подобия для средних характеристик процессов проводится с использованием метода статистических испытаний. Строится ряд реализаций случайного поля  $A'_3(x'_1, y'_1, L'_1)$ , которые обладают заданной функцией когерентности и соответствующей статистикой. Эти реализации служат начальными условиями для решения системы уравнений в безразмерных переменных (13), описывающей распространение излучения в активной среде зеркала и скорректированного пучка в атмосфере. В эту систему с граничными условиями входят уравнения (16)–(18) и условия (23)–(25), в которых  $T' = \frac{\bar{\varepsilon} \kappa_1^2 a_0^2}{\varepsilon_1}$ , а остальные обозначения совпадают с (26). При  $N_{\text{лаб}} = 1$ ,  $K_y^{\text{лаб}} = 1$  и условиях (28) для каждой реализации будет выполняться равенство

$$A_K^{\prime \text{лаб}}(x', y', 0) = C A_K^{\prime \text{атм}}(x', y', 0),$$

где  $C$  – константа. Так как это равенство выполняется для отдельных реализаций, то при лабораторных и натуральных условиях средние характеристики скорректированных пучков с точностью до постоянного множителя будут совпадать. Таким образом, для адекватного лабораторного моделирования процессов коррекции ВРМБ-зеркалом атмосферной турбулентности необходимо выполнение условий (28) и соотношения  $\beta_0^{\text{лаб}} = \beta_0^{\text{атм}}$ , где  $\beta_0$  определяется (33).

6. Схема лабораторной установки приведена на рис. 2. Одномодовый зондирующий пучок второй гармоники неодимового лазера 1 (длина волны  $\lambda = 0,53$  мкм, энергия до 0,2 Дж, длительность импульса по полувысоте 40 нс, диаметр пучка 5 мм, расходимость близка к дифракционной  $\Theta_d = 0,26$  мрад) проходил через кювету 2, где находилась искажающая среда, и фокусировался линзой 3 в кювету с четыреххлористым углеродом ( $\text{CCl}_4$ ) 4, где возбуждалось ВРМБ. Отраженное от ОВФ–ВРМБ-зеркала излучение проходило через среду 2 и анализировалось. Полная энергия пучка  $W_1$  после его отражения от зеркала измерялась калориметром 5. В угле  $\Theta = 0,3$  мрад, близком к дифракционному, калориметром 6 в сочетании с диафрагмой 7 измерялась энергия  $W_2$  излучения, отраженного от ВРМБ-зеркала и прошедшего через искажающую среду. Отношение энергий  $W_2/W_1$  являлось мерой точности коррекции искажений излучения.

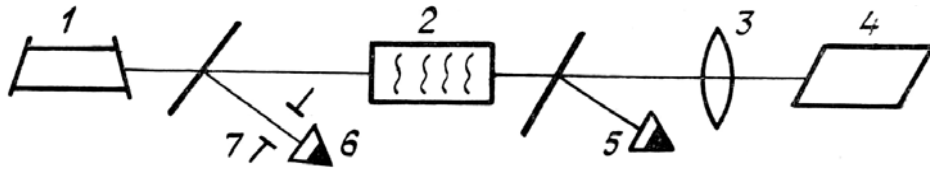


Рис. 2. Схема экспериментальной установки

При моделировании компенсации тепловых искажений [5] параметры искажающей, активной сред и излучения имели следующие значения:  $L_1^{\text{лаб}} = 30$  см;  $L_4^{\text{лаб}} = 20$  см;  $z_f^{\text{лаб}} = 12$  см;  $\rho^{\text{лаб}} = 0,8$  г/см<sup>2</sup>;  $C_p^{\text{лаб}} = 2,4$  Дж/г град;  $\varepsilon_1^{\text{лаб}} = 1,85$ ;  $\varepsilon_2^{\text{лаб}} = 2,1$  (диэлектрическая проницаемость активной среды);  $d\bar{\varepsilon}^{\text{лаб}}/dT = 1,1 \cdot 10^{-3}$  град<sup>-1</sup>;  $V^{\text{лаб}} = 0,33$  см/с;  $\alpha = 0,04$  см<sup>-1</sup>;  $G_{\text{лаб}} \approx 0,0058$  см/МВт;  $0 < I_B^{\text{лаб}} < 1$  Вт/см<sup>2</sup>;  $a_0^{\text{лаб}} = 0,25$  см.

Для излучения химического DF-лазера ( $\lambda^{\text{атм}} = 3,8$  мкм), искажения которого компенсируются с помощью ОВФ–ВРМБ-зеркала на сжатом  $\text{SF}_6$  (22 атм) [9] ( $G^{\text{атм}} \approx 3,5 \cdot 10^{-2}$  см/МВт), приведенные выше параметры соответствуют следующим параметрам атмосферы и пучка:  $L_1^{\text{атм}} = 7 \cdot 10^5$  см;  $V^{\text{атм}} = 10^3$  см/с;  $a_0^{\text{атм}} = 100$  см;  $\alpha^{\text{атм}} = 2,26 \cdot 10^{-6}$  см<sup>-1</sup>;  $I_3^{\text{атм}} = 0,4$  Вт/см<sup>2</sup>;  $K_y^{\text{атм}} = 10^3$ ;  $0 < I_B^{\text{атм}} < 12$  Вт/см<sup>2</sup>;  $N^{\text{атм}} = 400$ .

На рис. 3, а представлены полученные экспериментально (кривая 1) и теоретически (кривая 2) зависимости параметра точности коррекции  $W_2/W_1$  от безразмерного параметра  $R$  при  $L_1 = 3,8 \cdot 10^3$ . Кривая 2 на этом рисунке получена в результате численного решения системы уравнений (15)–(20) с граничными условиями (21)–(25). Из рисунка видно, что в пределах точности измерений экспериментальные результаты совпадают с теоретическими. С увеличением тепловых искажений, характеризующих параметром  $R$ , параметр точности коррекции падает.

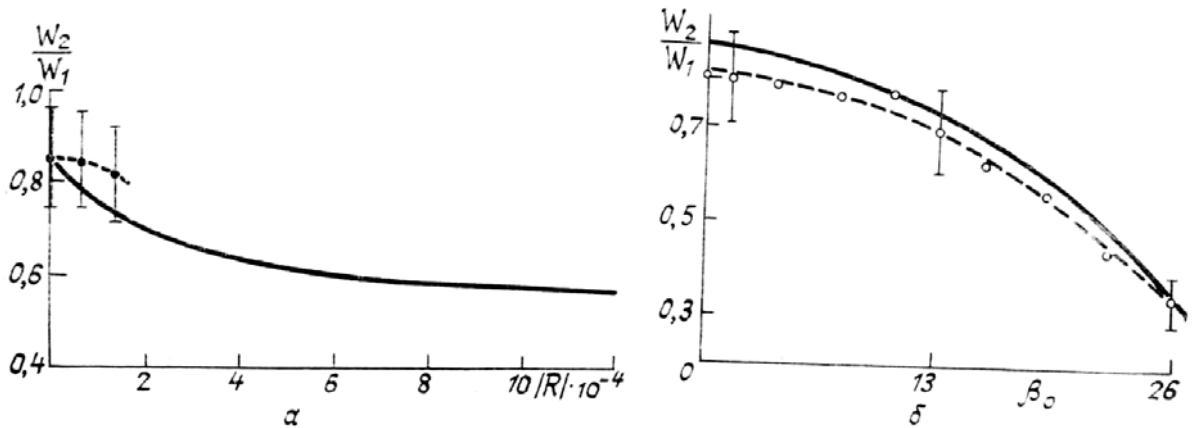


Рис. 3. Расчетные (сплошные кривые) и экспериментальные (штриховые) параметры коррекции  $W_2/W_1$  в зависимости от параметра  $R$  (а) и параметра  $\beta_0$  (б)

При моделировании компенсации турбулентных искажений [4] параметры искажающей, активной сред и излучения были следующие:  $L_1^{лаб} = 34$  см;  $L_4^{лаб} = 20$  см;  $z_f^{лаб} = 12$  см;  $G_{лаб} \approx 0,0058$  см/МВТ;  $a_0^{лаб} = 0,25$  см;  $0 < C_\epsilon^{2лаб} \leq 10^{-7}$  см $^{-2/3}$ . Для пучка излучения второй гармоники неодимового лазера радиусом  $a_0^{атм} = 25$  см, искажения которого компенсируются ОВФ–ВРМБ-зеркалом на  $CCl_4$ , эти параметры соответствуют следующим параметрам атмосферы и пучка:  $L_1^{атм} = 3$  км;  $L_4^{атм} = L_4^{лаб}$ ;  $z_f^{атм} = z_f^{лаб}$ ;  $0 < C_\epsilon^{2атм} < 7,6 \cdot 10^{-15}$  см $^{-2/3}$ ;  $I_3^{атм} = 38$  Вт/см $^2$ ;  $K_y^{атм} = 1$ ;  $N^{атм} = 100$ .

На рис. 3, б показаны полученные экспериментально (кривая 1) и теоретически (кривая 2) зависимости среднего параметра точности коррекции  $W_2/W_1$  от безразмерного параметра  $\beta_0$ , при  $L'_1 = 3,8 \cdot 10^{-3}$ . Кривая 2 на этом рисунке получена многократным решением на ЭВМ системы уравнений (15)–(18) при условиях (22)–(25) для различных реализаций случайного поля нормированной диэлектрической проницаемости. Из рисунка видно, что в пределах точности измерений экспериментальные результаты совпадают с теоретическими. С увеличением турбулентных искажений пучка параметр точности их коррекции ВРМБ-зеркалом падает.

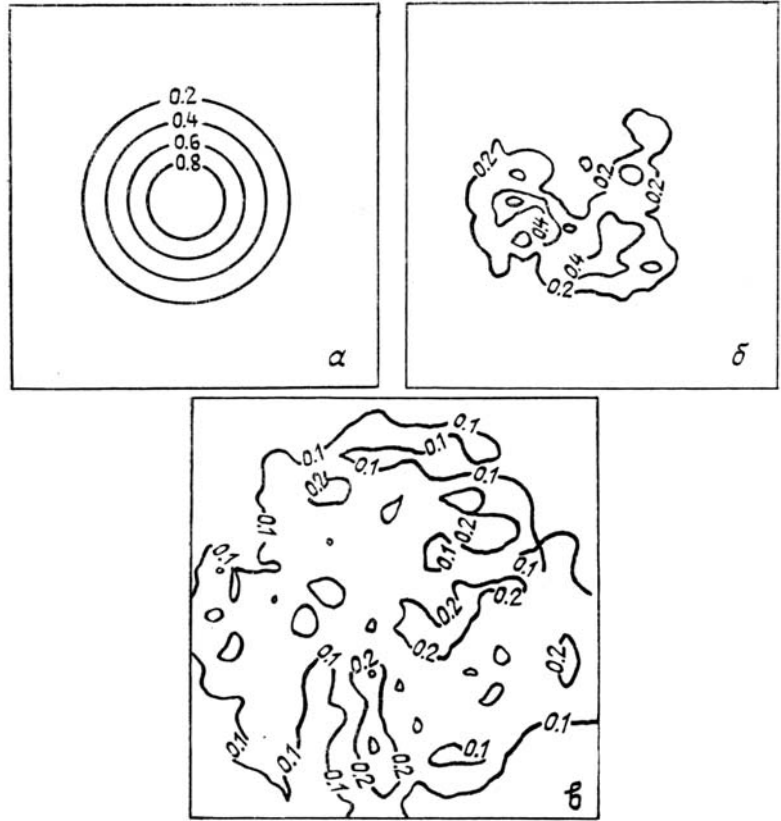


Рис. 4. Линии равной нормированной интенсивности пучков, полученные в расчетах: зондирующий пучок при  $z = 0$  (а) и  $z = L_1$  (б); в плоскости  $z=0$  при  $\tilde{g} = 20$  (а) и при  $\tilde{g} = 80$  (в) – корректируемый пучок

7. Падение точности коррекции с увеличением искажений пучка на рис. 3 обусловлено неточностью ОВФ при ВРМБ сфокусированных пучков. Качество компенсации искажений может ухудшаться также из-за влияния нелинейных эффектов на корректируемый пучок, в частности из-за влияния ВКР. Система уравнений, описывающая ВКР корректируемого пучка в атмосфере, имеет вид

$$\left(2i\kappa_1 \frac{\partial}{\partial z} + \Delta_{\perp} + \kappa_1^2 \frac{\tilde{\varepsilon}}{\varepsilon_1}\right) A_{\kappa} = i\kappa_1 g \frac{\omega_1}{\omega_c} |A_c|^2 A_{\kappa}; \quad (34)$$

$$\left(2i\kappa_c \frac{\partial}{\partial z} + \Delta_{\perp} + \kappa_c^2 \frac{\tilde{\varepsilon}}{\varepsilon_1}\right) A_c = i\kappa_c g |A_{\kappa}|^2 A_c. \quad (35)$$

где  $A_c$ ,  $\kappa_c$  — комплексная амплитуда и волновое число стоксовой волны,  $\omega_1$ ,  $\omega_c$  — частоты корректируемого и стоксового излучения,  $g$  — коэффициент усиления ВКР. Рассмотрим случай идеальной работы ОВФ-зеркала. При этом граничным условием для  $A_{\kappa}$  при  $z = L_1$  будет

$$A_{\kappa}(x, y, L_1) = K_y^{1/2} A_z^*(x, y, L_1). \quad (36)$$

Система уравнений для зондирующего и корректируемого пучков (1), (34), (35) с граничными условиями (5), (36) решалась численно. Спектр флуктуаций  $\tilde{\varepsilon}$  принимался в виде (32). Расчеты производились для следующих значений параметров:  $\lambda = 1,06$  мкм;  $L_1 = 4,5$  км;  $C_{\tilde{\varepsilon}} = 4 \cdot 10^{-15}$  см $^{-2/3}$ ;  $l_0 = 1$  см;  $a_0 = 10$  см;  $g = 2,5 \cdot 10^{-12}$  см/Вт. Параметр  $g$  выбран для ВКР на вращательных переходах молекулы азота. Принималось, что  $\kappa_1 = \kappa_c$ . Результаты расчетов приведены на рис. 4, 5.

На рис. 4 изображены линии равной нормированной интенсивности. На рис. 4, а — слабоинтенсивный зондирующий пучок в плоскости  $z = 0$ , на рис. 4, б — этот пучок после прохождения турбулентной среды при  $z = L_1$  для одной реализации случайного поля диэлектрической проницаемости. На этих рисунках интенсивность нормирована на максимальную интенсивность зондирующего пучка. При небольших интенсивностях корректируемого пучка в плоскости  $z = 0$  его форма такая же, как у исходного зондирующего пучка в этой плоскости (рис. 4, а). Если интенсивность корректируемого пучка превышает некоторое пороговое значение, то в плоскости  $z = 0$  этот пучок не восстанавливается (рис. 4, в). Здесь интенсивность нормирована на максимальную интенсивность корректируемого пучка в плоскости  $z = 0$  в отсутствие ВКР. На рис. 5 показана зависимость параметра точности коррекции  $W_2/W_1$  от параметра  $\tilde{g} = gI_3K_yL_1$ , который характеризует инкремент усиления стоксова сигнала на трассе длиной  $L_1$  в поле излучения с интенсивностью  $K_yI_3$ . Из рис. 5 видно, что если интенсивность корректируемого пучка превышает некоторое пороговое значение ( $\tilde{g} > 50$ ), то параметр качества коррекции убывает с увеличением интенсивности этого пучка.

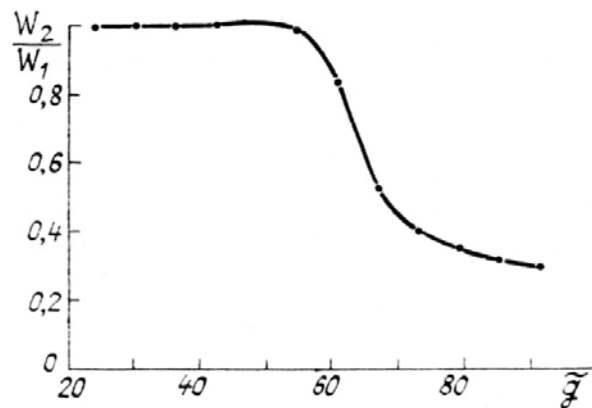


Рис. 5. Расчетный параметр точности коррекции в зависимости от параметра  $\tilde{g}$

8. Таким образом, результаты проведенных лабораторных и теоретических исследований свидетельствуют о том, что эффективность ОВФ-коррекции атмосферных искажений световых пучков может существенно ограничиваться неточностью обращения волнового фронта излучения реальным зеркалом и нелинейными явлениями при распространении корректируемых волн в атмосфере.

1. Зельдович Б.Я., Пилипецкий Н.Ф., Шкунов В.В. Обращение волнового фронта. М.: Наука, 1985. 247 с.
2. Лукин В.П. Атмосферная адаптивная оптика. Новосибирск: Наука, 1986. 248 с.

3. Васильев О.И., Лебедев С.С., Семенов Л.П. //Квантовая электроника. 1987. Т. 14. № 11. С. 2347–2348.
4. Васильев О.И., Лебедев С.С. //Квантовая электроника. 1990. Т. 17. № 3. С. 336–338.
5. Васильев О.И., Лебедев С.С. //Оптика атмосферы. 1930. Т. 3. № 2. С. 174–181.
6. Кандидов В.П., Криндач Д.П., Попов В.В., Чесноков С.С. //Распространение оптических волн в атмосфере и адаптивная оптика (Сборник научных трудов). Томск: ИОА СО АН СССР, 1988. С.9–12.
7. Распространение лазерного пучка в атмосфере. //Под ред. Дж. Стробена. М.: Мир, 1981. 414 с.
8. Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 278 с.
9. Великанов С.Д., Долгополов Ю.В., Егоров В.В. и др. //Изв. АН СССР. Сер. Физич. 1988. Т. 52. № 3. С. 553–556.

Институт экспериментальной метеорологии  
научно-производственное объединение «Тайфун»,  
г. Обнинск Калужской обл.

Поступила в редакцию  
17 сентября 1990 г.

O.I. Vasil'ev, Yu.N. Kolomiets, S.S. Lebedev, L.P. Semenov. **Modeling of the Wave Front Reversal Correction (WFR) of the Laser Beams in the Atmosphere.**

Compensation for light beam distortions in the atmosphere by the WFR-mirror is investigated both theoretically and experimentally. Similarity relations for the laboratory-scale modeling of the correction of laser radiation distortions in the atmosphere using WFR mirror are obtained. The influence of stimulated Raman scattering on correcting beam restoration quality in the turbulent medium is investigated. It is shown that WFR correction efficiency can be limited by an actual mirror inaccurate wave front reversal and by nonlinear phenomena in the atmosphere, accompanying the propagation of the waves being corrected.