

Управление начальным волновым фронтом оптического пучка по сигналу обратного атмосферного рассеяния при несоосном приеме рассеянного излучения

В.А. Банах¹, В.В. Жмылевский², А.Б. Игнатъев², В.В. Морозов²,
И.Н. Смалихо¹, Р.Ш. Цвык¹, А.Н. Шестернин^{1*}

¹Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1

²ОАО «Головное системное конструкторское бюро
Концерн ПВО «Алмаз-Антей» им. Академика А.А. Расплетина»
125190, г. Москва, Ленинградский пр., 80, корп. 16

Поступила в редакцию 3.06.2014 г.

Представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований возможностей компенсации искажений начального волнового фронта оптического пучка по обратному рассеянному в атмосфере излучению дополнительного лазерного источника в случае несоосной схемы приема рассеянного излучения. Экспериментально показано, что использование несоосной схемы позволяет осуществлять по сигналу обратного атмосферного рассеяния перефокусировку излучения дополнительного лазера на заданную дальность с одновременной компенсацией начальных искажений волнового фронта дополнительного и основного пучков. Управляющий сигнал обратного рассеяния на приземной атмосферной трассе при несоосной схеме возрастает в процессе адаптации в 3–3,5 раза.

Ключевые слова: волновой фронт, компенсация, обратное атмосферное рассеяние, несоосный прием; wavefront, compensation, atmospheric backscatter, off-axis receiving.

Введение

В работах [1, 2] выполнены теоретические исследования эффективности адаптивного управления волновым фронтом лазерного пучка по сигналу обратного рассеяния в атмосфере при использовании соосной с передающим каналом схемы приема рассеянного излучения. Однако в ряде случаев из-за технических сложностей использование соосной с передающей апертурой расположения приемного телескопа невозможно. В частности, в [3] выполнены экспериментальные исследования адаптивной компенсации искажений начального волнового фронта пучка методом апертурного зондирования по сигналу рассеянного от экрана излучения, когда передающая и приемная апертуры были разнесены в поперечной к направлению распространения плоскости.

В настоящей статье исследуется возможность использования несоосной схемы приема для компенсации начальных искажений волнового фронта пучка излучения по сигналу обратного рассеяния в атмосфере.

1. Теория

Рассмотрим схему, показанную на рис. 1. Лазерное импульсное излучение, после прохождения через кольцевую апертуру телескопа, фокусируется на расстоянии F . В пренебрежении влиянием турбулентных пульсаций показателя преломления воздуха, что справедливо для высотных трасс [1, 2] и коротких приземных трасс [3], комплексная амплитуда U_p поля лазерного пучка на расстоянии x от телескопа в точке $\mathbf{p} = \{z, y\}$ плоскости, перпендикулярной оси распространения, в момент времени t , отсчитываемый с момента послышки лазерного импульса в атмосферу, описывается выражением [4]:

$$U_p(x, \mathbf{p}, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} d^2 \mathbf{p}' \Pi_T(\mathbf{p}') U_{0p}(\mathbf{p}', t - x/c) G(0, \mathbf{p}'; x, \mathbf{p}), \quad (1)$$

где $\Pi_T(\mathbf{p}')$ – функция зрачка передающего телескопа ($\Pi_T(\mathbf{p}') = 1$ при $r \leq |\mathbf{p}'| \leq R$ и $\Pi_T(\mathbf{p}') = 0$ при $r > |\mathbf{p}'| > R$, r – внутренний и R – внешний радиусы телескопа);

$$U_{0p}(\mathbf{p}', t) = \sqrt{\frac{P_p(t)}{\pi a_0^2}} \exp \left\{ -\frac{\mathbf{p}'^2}{2a_0^2} - \frac{j\pi \mathbf{p}'^2}{\lambda F} + j\psi(\mathbf{p}') \right\} \quad (2)$$

– комплексная амплитуда поля лазерного пучка на выходе из телескопа; $P_p(t)$ – мощность излучения;

* Виктор Арсентьевич Банах (banakh@iao.ru); Виктор Васильевич Жмылевский; Александр Борисович Игнатъев; Владимир Варнавьевич Морозов; Игорь Николаевич Смалихо (smalikh@iao.ru); Рувим Шахнович Цвык (tsvyk@iao.ru); Андрей Николаевич Шестернин (san@iao.ru).

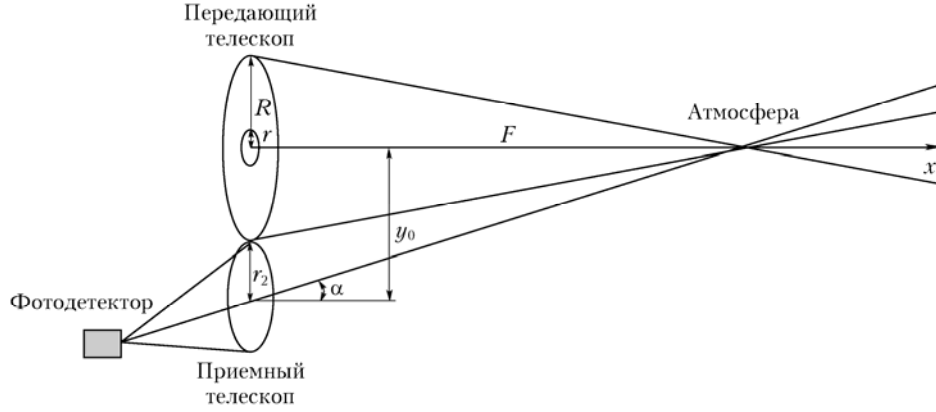


Рис. 1. Несоосная схема приема

a_0 – начальный радиус пучка; $j = \sqrt{-1}$; λ – длина волны излучения; $\psi(\mathbf{p}')$ – абберационные искажения волнового фронта; c – скорость света;

$$G(0, \mathbf{p}'; x, \mathbf{p}) = (j\lambda x)^{-1} \exp \left[\frac{j2\pi x}{\lambda} + \frac{j\pi(\mathbf{p}' - \mathbf{p})^2}{\lambda x} \right] \quad (3)$$

– функция Грина, описывающая распространение сферической волны в однородной среде из точки $\{0, \mathbf{p}'\}$ в точку $\{x, \mathbf{p}\}$ или наоборот.

В приближении однократного рассеяния [5] выражение для комплексной амплитуды U_s поля оптической волны, рассеянной в атмосфере на молекулах воздуха и аэрозольных частицах, в плоскости приемного телескопа ($x = 0$) в момент времени t в случае несоосной схемы приема (см. рис. 1) имеет вид

$$U_s(0, \mathbf{p}', t) = \Pi_R(\mathbf{p}') \lambda \times \sum_{i=1}^{N_s} A_i U_P(x_i, \mathbf{p}'_i, t - x_i/c) G(0, \mathbf{p}'; x_i, \mathbf{p}_i + \alpha \mathbf{x}_i - \mathbf{p}_0), \quad (4)$$

где $\Pi_R(\mathbf{p}')$ – функция зрачка приемного телескопа ($\Pi_R(\mathbf{p}') = 1$ при $|\mathbf{p}'| \leq r_2$ и $\Pi_R(\mathbf{p}') = 0$ при $|\mathbf{p}'| > r_2$); N_s – число рассеивателей (молекул и аэрозольных частиц); A_i – амплитуда обратного рассеяния i -й молекулой или аэрозольной частицей, находящейся в точке $\{x_i, \mathbf{p}_i\}$; $\alpha = \{0, \alpha\}$; $\mathbf{p}_0 = \{0, y_0\}$; $\alpha = y_0/F$ – угол между оптическими осями лазерного пучка и приемного телескопа и y_0 – расстояние между центрами апертур передающего и приемного телескопа. Комплексная амплитуда поля рассеянной волны в плоскости приема (в плоскости нахождения фотодетектора) $\{-l, \mathbf{p}_t\}$ задается выражением

$$U_s(-l, \mathbf{p}_t, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} d^2 \mathbf{p}' U_s(0, \mathbf{p}', t) \exp \left[-\frac{j\pi \mathbf{p}'^2}{\lambda f} \right] G(0, \mathbf{p}'; l, \mathbf{p}_t) \quad (5)$$

(f – фокусное расстояние приемного телескопа). Будем считать, что прием осуществляется в плоскости резкого изображения рассеивающего слоя в атмосфере на расстоянии F от плоскости $x = 0$. Тогда в (5) $l = f/(1 - f/F)$. Принимаемая фотодетектором мощность рассеянного излучения P_s в момент времени t определяется интегралом

$$P_s(t) = \int_D d^2 \mathbf{p}_t |U_s(-l, \mathbf{p}_t, t)|^2. \quad (6)$$

Здесь D – площадь поверхности чувствительной площадки фотодетектора. При каждой посылке зондирующего импульса в атмосферу и детектировании рассеянного назад лазерного излучения с использованием прямоугольного временного окна длительностью T_W , центрированного вокруг момента времени $t_F = 2F/c$, мощность принимаемого рассеянного излучения является частично осредненной за время T_W :

$$\bar{P}_s = T_W^{-1} \int_{t_F - T_W/2}^{t_F + T_W/2} dt P_s(t). \quad (7)$$

При попадании света на чувствительную площадку фотодетектора вследствие фотоэффекта в цепи приемной системы возникает фототок J , полезная составляющая которого $\langle J \rangle$ (здесь и далее угловые скобки означают усреднение по ансамблю случайных реализаций) пропорциональна средней мощности рассеянного излучения $\langle \bar{P}_s \rangle$. Из (1)–(6) после проведения выкладок, аналогичных тем, что были сделаны в [2], для $\langle \bar{P}_s \rangle$ получаем

$$\langle \bar{P}_s \rangle = \frac{1}{\Delta x} \int_{F - \Delta x/2}^{F + \Delta x/2} dx \langle P_s(2x/c) \rangle, \quad (8)$$

где $\Delta x = cT_W/2$;

$$\langle P_s(2x/c) \rangle = \frac{cE_P}{2} \beta_\pi(x) \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d^2 \mathbf{p}}{\pi a_0^2} I_{PN}(x, \mathbf{p}) \times \int_{\Gamma} d^2 \gamma I_{EN}(x, \mathbf{p} - \mathbf{p}_0 + (\alpha + \gamma)x) \quad (9)$$

– средняя мощность излучения в момент времени $t = 2x/c$; E_P – энергия лазерного импульса; β_π – коэффициент обратного рассеяния; $\gamma = \{\gamma_z, \gamma_y\}$ – угловые координаты в плоскости приема; $\int_{\Gamma} d^2 \gamma$ – двукратный интеграл в пределах угла поля зрения приемника γ_D ;

$$I_{PN}(x, \mathbf{p}) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} d^2 \mathbf{p}' \Pi_T(\mathbf{p}') \times \exp \left\{ - \left[\frac{1}{2a_0^2} + \frac{j\pi}{\lambda F} \right] \mathbf{p}'^2 + j\psi(\mathbf{p}') \right\} G(0, \mathbf{p}'; x, \mathbf{p}) \right|^2 \quad (10)$$

– нормированная интенсивность лазерного (зондирующего) пучка и

$$I_{EN}(x, \mathbf{p}) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} d^2 \mathbf{p}' \Pi_R(\mathbf{p}') \exp \left\{ - \frac{j\pi \mathbf{p}'^2}{\lambda F} \right\} G(0, \mathbf{p}'; x, \mathbf{p}) \right|^2 \quad (11)$$

– нормированная интенсивность эквивалентного (виртуального) пучка. Отметим, что формула (8) получена в предположении выполнимости условия $s \gg \Delta p$, где s – эффективный продольный размер объема зондирования, определяемый по спадающему $\langle P_s(2x/c) \rangle$ до уровня $1/2$ справа и слева от точки максимума; $\Delta p = c\tau_p/2$ и τ_p – длительность зондирующего импульса.

Фототок J , измеренный за время $T = M/f_p$ (M – число посылок импульса в атмосферу и f_p – частота повторения импульсов), представим в виде [2]:

$$J = eq\hat{P}_s \equiv eq \langle \bar{P}_s \rangle (1 + \xi/\text{SNR}), \quad (12)$$

где e – заряд электрона; $q = \eta/(h\nu)$; η – квантовая эффективность фотодетектора; $h\nu$ – энергия фотона; ξ – случайная величина, распределенная по нормальному закону, с нулевым средним и единичной дисперсией;

$$\text{SNR} = \left[\frac{M}{N_x^{-1} + N_e^{-1} + N_d^{-1}} \right]^{1/2} \quad (13)$$

– отношение сигнал-шум; N_x – число степеней свободы вдоль оси x [2], $N_e = q \langle \bar{P}_s \rangle T_W$ – среднее число фотоэлектронов, образующихся за время T_W ; $N_d = (\langle \bar{P}_s \rangle / P_N)^2$ – квадрат отношения средней мощности рассеянного излучения $\langle \bar{P}_s \rangle$ к эквивалентной мощности собственных шумов приемника $P_N = \text{NEP} / \sqrt{2T_W}$ в полосе пропускания $(2T_W)^{-1}$ (NEP – характеристика фотоприемника, имеющая размерность $\text{Вт}/\sqrt{\text{Гц}}$). При получении формулы (13) предполагалось, что статистика поля рассеянной волны является гауссовой и выполняется условие $N_x \gg 1$.

С использованием формул (8)–(13) было проведено исследование возможностей компенсации абберационных искажений фазы $\psi(\mathbf{p}')$ по сигналу обратного рассеяния в случае несоосной схемы приема рассеянного излучения на основе численного моделирования. Фаза $\psi(\mathbf{p}')$ при моделировании задавалась в виде разложения

$$\psi(\mathbf{p}') = \sum_{k=1}^9 C_k Z_k(\mathbf{p}'), \quad (14)$$

где C_k и $Z_k(\mathbf{p}')$ – коэффициенты и полиномы Цернике соответственно [1, 2]. Компенсация абберационных искажений $\psi(\mathbf{p}')$ осуществляется с помощью изменения поверхности гибкого зеркала, встроенного в оптический тракт передающей системы и управляемого по сигналу обратного рассеяния в атмосфере. При этом изменяются коэффициенты C_k и в случае полной компенсации все коэффициенты $C_k = 0$. Для схемы на рис. 1 все C_k должны быть близки к нулю при достижении максимума сигнала обратного рассеяния J . Для нахождения максимума J использовался итерационный алгоритм, предложенный в [1]. Критерием качества компенсации абберационных искажений волнового фронта лазерного пучка служил параметр μ , представляющий собой отношение интенсивности лазерного пучка, распространяющегося в атмосфере без фокусировки ($F = \infty$) в дальней зоне дифракции (например, на расстоянии $x = 1000$ км) на оптической оси $\mathbf{p} = 0$, к интенсивности на оси в отсутствие искажений фазы, когда все коэффициенты $C_k = 0$.

При численном моделировании (описание алгоритма моделирования можно найти, в частности, в [1, 2, 6]) задавались следующие значения параметров: $R = 50$ см, $y_0 = 80$ см, $r_2 = 30$ см, $N_x = 30$, $\lambda = 1,06$ мкм, $\tau_p = 67,6$ нс, $a_0 = 35$ см, $F = 5$ км, $\gamma_D = 10$ мкрад, $\eta = 0,8$, $\text{NEP} = 10^{15}$ Вт/Гц^{1/2}, $T_W = 3,33$ мкс ($\Delta x = 500$ м) и $M = 50$. Считая, что лазерный пучок распространяется строго вверх с высоты 10 км, для коэффициента обратного рассеяния β_p мы воспользовались моделью, предложенной в [6].

Условием полной компенсации абберационных искажений волнового фронта лазерного пучка в результате максимизации сигнала обратного рассеяния является равенство $\mu = 1$, реализуемое при равенстве нулю всех коэффициентов Цернике C_k . Как показано в [2], в случае соосной схемы приема максимальное значение средней мощности рассеянного излучения $\langle \bar{P}_s \rangle_{\text{max}}$ равно средней мощности в отсутствие аббераций $\langle \bar{P}_s \rangle|_{C_k=0}$. Поэтому при $\mu = 1$ отношение $\chi = \langle \bar{P}_s \rangle / \langle \bar{P}_s \rangle|_{C_k=0}$ также должно быть равно единице. С ростом номера итерации происходит насыщение $\langle \bar{P}_s \rangle / \langle \bar{P}_s \rangle_{\text{max}}$ и μ на единицу (см. [2, рис. 2]).

На рис. 2 приведены два примера численного моделирования случайных реализаций процесса компенсации искажений волнового фронта лазерного пучка (зависимости отношения сигнал-шум SNR, оценки средней мощности рассеянного излучения \hat{P}_s [см. формулу (12)] и параметра μ от номера итерации) при 1) $E_p = 0,5$ мДж, $C_k = (-1)^k(11 - k)$ (рис. 2, $a-e$) и 2) $E_p = 1$ мДж, $C_k = 2(-1)^k(11 - k)$ (рис. 2, $z-e$). Видно, что в отличие от соосной [2] несоосная схема не позволяет достичь полной компенсации аббераций, когда условие $\mu = 1$ выполняется строго. Параметр μ на рис. 2 немного меньше единицы и не опускается ниже 0,3 после 110-й итерации в первом случае (a) и после 310-й итерации во втором случае (e).

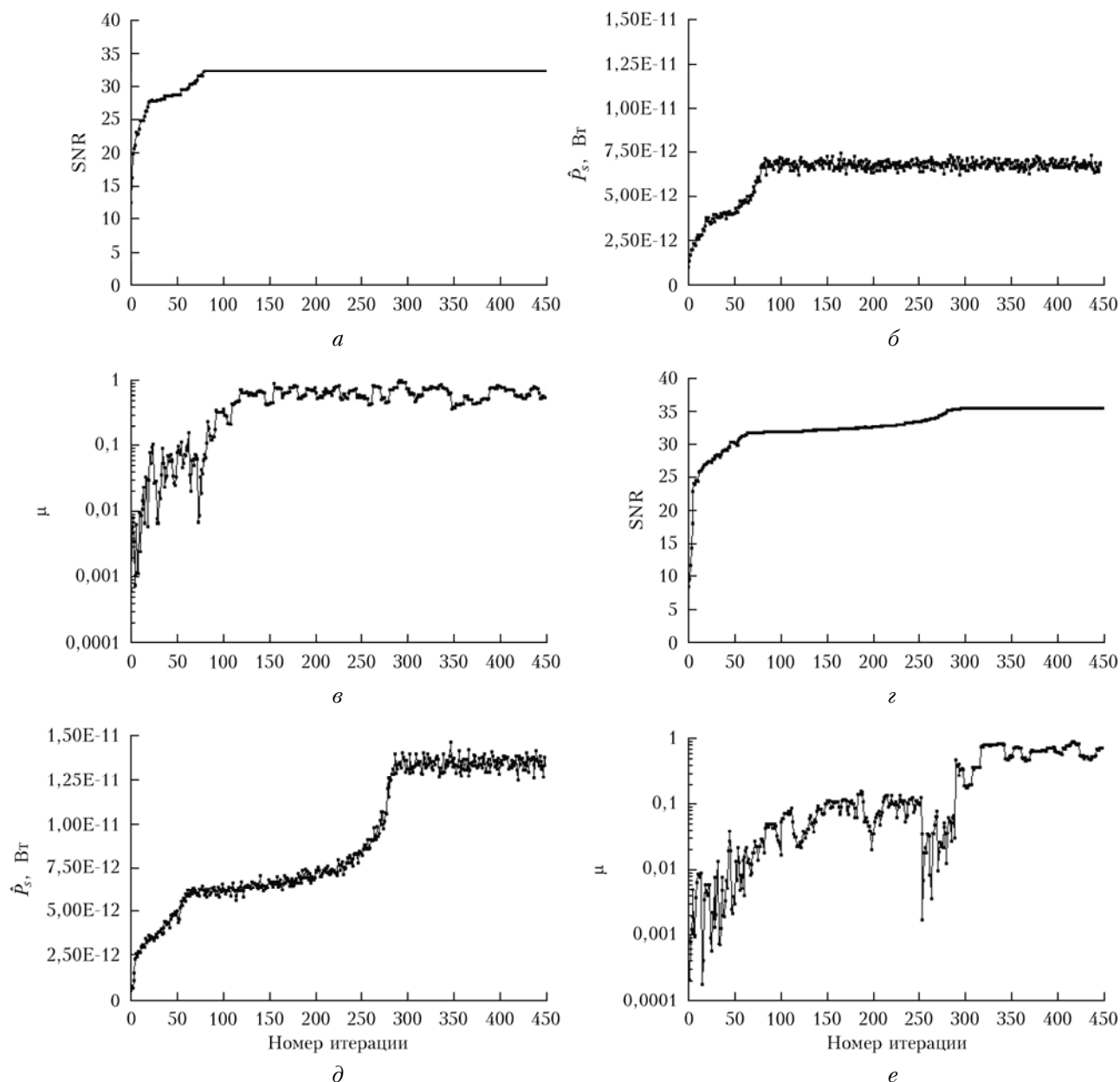


Рис. 2. Зависимости отношения сигнал-шум SNR (*a*, *г*), оценки средней мощности рассеянного излучения \hat{P}_s (*б*, *д*) и параметра μ (*в*, *е*) от номера итерации при $E_p = 0,5$ мДж, $C_k = (-1)^k(11 - k)$ (*a*–*в*) и $E_p = 1$ мДж, $C_k = 2(-1)^k(11 - k)$ (*г*–*е*), где $k = 1, 2, \dots, 9$

2. Эксперимент

Экспериментальные исследования компенсации начальных искажений волнового фронта пучка по сигналу обратного рассеяния излучения в атмосфере при несоосной схеме приема были выполнены на базовом экспериментальном комплексе ИОА СО РАН, расположенном вблизи г. Томска. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 3.

В эксперименте были сформированы два канала: основной и зондирующий с лазерными источниками на разных длинах волн. В зондирующем канале излучение лазера фокусируется на заданной дальности,

а по принятому фотоприемником отраженному от съемного рассеивающего экрана или обратно рассеянному в атмосфере излучению ведется управление адаптивным зеркалом. Излучение лазера в основном канале коллимированное.

В зондирующем канале применен частотно-импульсный волоконный лазер ИЛМИ-1-50, длина волны $\lambda_1 = 1,067$ мкм, частота следования импульсов 50–150 кГц (при измерениях использовалась частота следования 58 кГц), средняя мощность до 50 Вт (энергия в импульсе 1 мДж), длительность импульсов 200 нс. Для задания частоты следования импульсов и средней мощности лазерного источника был разработан

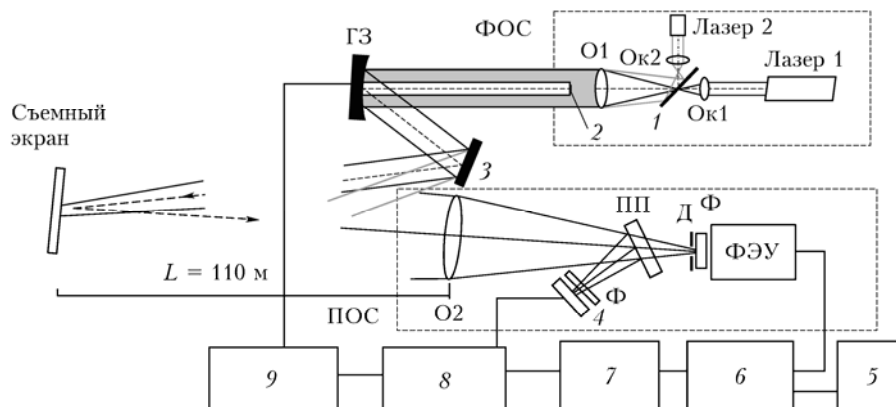


Рис. 3. Схема экспериментальной установки: ФОС – формирующая оптическая система, включающая Ок1, Ок2 – окуляры для формирования фокусированного пучка лазера 1 (длина волны 1,067 мкм) и коллимированного пучка лазера 2 (длина волны 0,532 мкм); О1 – объектив диаметром 100 мм, с фокусом 500 мм; ГЗ – гибкое биморфное зеркало; ПОС – приемная оптическая система, включающая О2 – приемный объектив диаметром 300 мм, с фокусом 940 мм; Д – диафрагма; Ф – интерференционные фильтры на длину волны 1,067 мкм; ПП – полупрозрачная пластина; 1 – делительная пластина; 2 – затеняющий экран диаметром 8 мм; 3 – управляемое зеркало наведения лазерного пучка на экран; 4 – USB-камера без оптики; 5 – осциллограф для наблюдения за сигналом с усилителя; 6 – селективный нановольтметр; 7 – АЦП; 8 – компьютер; 9 – блок управления гибким зеркалом

и изготовлен специальный электронный блок управления. В основном канале использовался непрерывный лазер на длине волны $\lambda_2 = 0,532$ мкм, мощность 0,7 Вт. Лазерные пучки основного и зондирующего каналов совмещались и выходили в атмосферу с одинаковыми искажениями волнового фронта.

Излучение лазеров формировалось одним объективом О1 диаметром $d = 100$ мм, с фокусным расстоянием $F = 500$ мм. Форма излучения в каждом канале задавалась индивидуальным положением формирующего окуляра. Совмещались пучки делительной пластинкой 1. Центральная часть пучков вырезалась экраном 2 диаметром 8 мм для имитации системы Кассегрена. Совмещенные пучки близкого диаметра 40 мм направлялись на управляемое от компьютера биморфное гибкое зеркало (DMN – 180/160–32В) диаметром рабочей поверхности 150 мм и максимальной частотой изменения поверхности 50 Гц, содержащее 32 актюатора, затем на поворотное зеркало 3 для наведения пучков на съемный рассеивающий экран, установленный на расстоянии $L = 110$ м.

Отраженное от экрана или рассеянное в атмосфере (после снятия экрана) излучение принимается приемным объективом О2 диаметром 300 мм, с фокусным расстоянием 940 мм. Угол между осями пучков и приемной системы составлял 3,5 мрад. Фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) (диапазон длин волн 0,95–1,75 мкм) и USB-камера (без оптики, диапазон длин волн 0,4–1,7 мкм) установлены через полупрозрачную пластину (ПП) в плоскости изображения экрана, построенного приемной системой. Перед ФЭУ размещались светофильтр и диафрагмы диаметром 30 или 50 мкм, которые обеспечивали углы поля зрения приемника 30 и 50 мкрад, что соответствовало размерам видимой области на экране 3,3 и 5,5 мм. Эти размеры были меньше, чем диаметр первого дифракционного максимума фокусированного пучка зондирующего излучения на экране, который составлял 60 мкрад (6,6 мм). Поле зрения

USB-камеры составляло 6 мрад. Камера и ФЭУ закреплялись на столиках с возможностью перемещения микровинтами по трем координатам, что позволяло устанавливать их в плоскости изображения пучка с точностью 5–10 мкм.

Сигнал с ФЭУ передавался на селективный усилитель 6, настроенный на частоту следования импульсов зондирующего лазера 58 кГц, детектировался, оцифровывался АЦП NI USB 6009 7 и поступал в компьютер 8. С помощью программного обеспечения, разработанного на основе алгоритма САПГС [7], апробированного ранее в лабораторных и натуральных условиях [3, 8], рассчитывались управляющие напряжения, которые подавались на элементы адаптивного зеркала через блок управления 9.

Методика измерений заключалась в следующем. Для первоначальной настройки и юстировки зондирующий пучок мощностью 3–5 Вт поворотным зеркалом наводился на рассеивающий экран и перемещением окуляра фокусировался. Качество фокусировки оценивалось по минимально достижимым размерам изображения пучка на экране монитора и максимальной регистрируемой мощности рассеянного сигнала ФЭУ, который установлен в центре изображения. Затем экран убирался, мощность лазера поднималась до 30–50 Вт и начальная амплитуда сигнала A_0 в фокусированном зондирующем пучке регистрировалась в компьютере.

Аберрации начального волнового фронта задавались искусственно подачей оператором случайных напряжений на отдельные элементы адаптивного зеркала. Это приводило к искажению изображения пучка на USB-камере и уменьшению сигнала с ФЭУ. Затем включалась программа адаптивного управления. На каждом шаге n работы адаптивного зеркала рассчитывался и регистрировался в компьютере параметр Штреля $St = A(n)/A_0$, где $A(n)$ – текущая амплитуда эхосигнала на n -м шаге итерации алгоритма САПГС. По окончании работы программа останавливалась на

последнем шаге с сохранением напряжений на элементах зеркала и, следовательно, формы пучка. Затем вновь устанавливался рассеивающий экран и регистрировались форма и размеры пучков зондирующего и основного излучения после адаптации.

Первые эксперименты по проверке алгоритма управления ГЗ и эффективности работы адаптивной системы по сигналу обратного рассеяния были проведены с использованием рассеивающего экрана [3]. В качестве источников излучения использовались непрерывные твердотельный LS-3N-532 (длина волны $\lambda_1 = 0,532$ мкм, мощность 2,5 Вт) и волоконный ЛК-150В (длина волны $\lambda_2 = 1,069$ мкм, мощность до 100 Вт) лазеры.

В данном эксперименте применен импульсный лазер с высокой частотой следования импульсов и энергии в импульсе, что обеспечило увеличение амплитуды сигнала обратного рассеяния и повышение чувствительности приемной системы.

Анализ результатов экспериментов с рассеивающим экраном показал, что использование сигнала обратного рассеяния от экрана позволяет осуществлять управление адаптивным зеркалом и добиваться подавления начальных аберраций волнового фронта лазерного пучка [3]. Эксперименты выявили ряд ограничений, определяемых характеристиками использовавшегося адаптивного зеркала. Минимальный радиус фокусировки зеркала по паспортным данным составляет 1000 м. Поэтому отклонение актюаторов адаптивного зеркала было недостаточным для обеспечения эффективной фокусировки излучения всей поверхностью зеркала на использовавшихся в экспериментах измерительных трассах меньшей протяженности. Актюаторы внешнего кольца (рис. 4) не собирали излучение в дифракционное пятно, создавая значительный неоднородный окружающий фон [3].

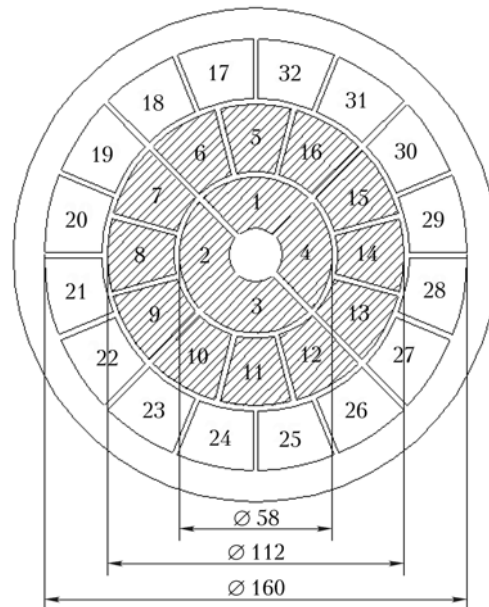


Рис. 4. Расположение элементов адаптивного зеркала

В связи с этим при работе адаптивной системы по обратному рассеянному в атмосфере излучению (см. рис. 4) использовались только актюаторы центральной части зеркала. Введение искажений в сфокусированный пучок осуществлялось путем подачи оператором случайных напряжений на эти актюаторы, что позволило использовать полный потенциал смещения актюаторов ГЗ в пределах ± 5 мкм. Рис. 5 иллюстрирует работу адаптивной системы по сигналу обратного рассеяния от экрана с применением этой методики. Видно достаточно четкое дифракционное изображение колец в зондирующем пучке по окончании работы системы (рис. 5, з).

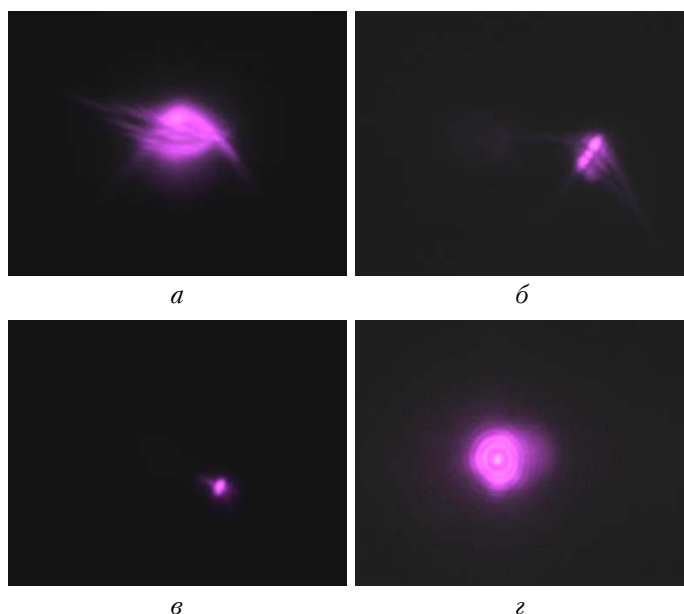


Рис. 5. Зондирующий лазерный пучок с длиной волны $\lambda_1 = 1,067$ мкм на экране, установленном на расстоянии 110 м перед началом адаптации (а), в процессе адаптации (б), по окончании адаптации (в), увеличенное изображение распределения интенсивности в пучке по окончании адаптации (з)

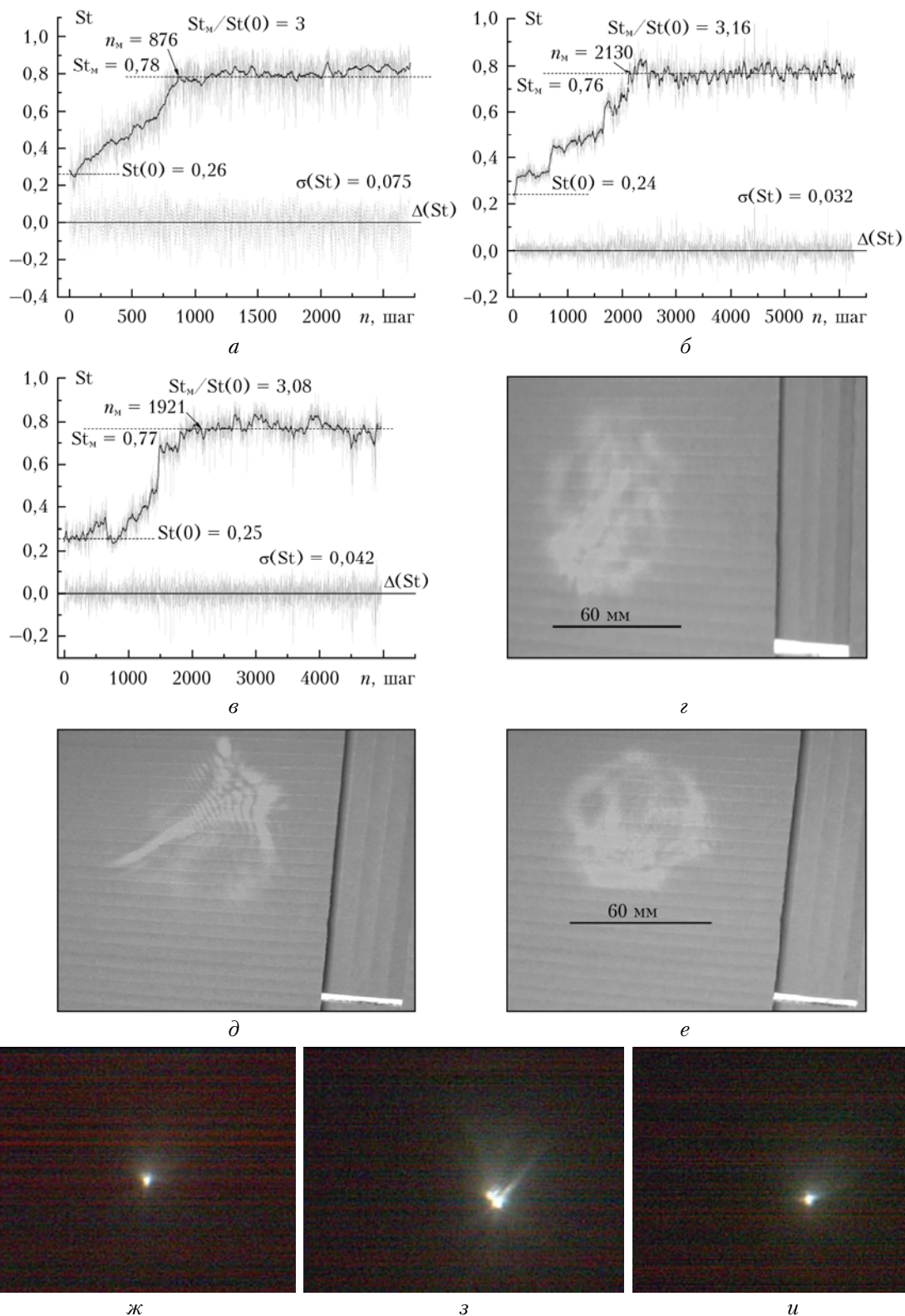


Рис. 6. Примеры результатов измерений: изменение числа Штреля в процессе адаптации в различных экспериментах (а–в); пучок в основном канале (лазер 2): исходный коллимированный (z), с искажениями фазового фронта (д), по окончании адаптации (e); зондирующий пучок (лазер 1): исходный фокусированный (ж), с искажениями фазового фронта (з), по окончании адаптации (и)

На рис. 6 представлены результаты, показывающие эффективность работы адаптивной системы

по обратному атмосферному рассеянию зондирующего излучения. На рис. 6, а–в даны три примера

изменения числа Штреля St , рассчитанного по принимаемой мощности обратно рассеянного излучения зондирующего пучка в процессе адаптации. Сплошной кривой показано сглаженное изменение числа Штреля St_{cp} , рассчитанное как текущее среднее по 20 итерациям алгоритма САПГС. Через $\Delta(St) = St - St_{cp}$ обозначена величина отклонения параметра Штреля от среднего значения, через $\sigma(St)$ – среднеквадратическое отклонение, $St(0)$ – среднее число Штреля в начале процесса адаптации, St_m – среднее значение числа Штреля в конце процесса адаптации, n_m – номер шага итерации алгоритма, на котором St_{cp} достигает значения St_m в области практически полной компенсации внесенных искажений (насыщения). На рис. 6 приведены основной ($z-u$) и зондирующий ($ж-u$) пучки.

Из рис. 6 следует, что среднее число Штреля St_{cp} для мощности принимаемого рассеянного излучения изменяется от 0,2–0,3 до 0,76–0,83 в области насыщения, увеличиваясь в 3,0–3,5 раза, со среднеквадратическим отклонением от 3 до 8%. Введенные искажения успешно компенсируются адаптивной системой как в зондирующем, так и в основном пучках.

Выполнить численное моделирование для условий эксперимента пока невозможно. Это связано с тем, что при моделировании искажения в пучке задаются изменением параметров и полиномов Цернике. В эксперименте искажения задаются оператором путем подачи случайных напряжений на отдельные элементы адаптивного зеркала, что приводит к начальным искажениям волнового фронта в зондирующем и основном пучках, которые не удается описать полиномами Цернике. Однако можно отметить, что общий ход изменения числа St_{cp} от номера итерации подобен изменению параметра μ при моделировании (см. рис. 2, *в*, *е*). Отличие состоит в том, что при моделировании параметр μ близок к 1 (полная компенсация искажения), а в эксперименте $St_m = 0,76-0,83$. В эксперименте требуется значительно большее число итераций (876–2130), при которых искажения компенсируются (достигают значения, близкие к St_m), чем при моделировании.

Таким образом, использование несоосной схемы приема рассеянного излучения в адаптивной системе апертурного зондирования позволяет по сигналу обратного атмосферного рассеяния осуществлять перефокусировку зондирующего излучения на заданную дальность с одновременной компенсацией начальных искажений волнового фронта зондирующего и основного пучков.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 13-02-98016-р_сибирь.

1. *Банах В.А., Жмылевский В.В., Игнатьев А.Б., Морозов В.В., Смалихо И.Н.* Коллимация начального волнового фронта частично когерентного светового пучка по сигналу обратного рассеяния // *Оптика и спектроскопия*. 2010. Т. 108, № 1. С. 113–122.
2. *Банах В.А., Жмылевский В.В., Игнатьев А.Б., Морозов В.В., Смалихо И.Н.* Компенсация аберрационных искажений волнового фронта импульсного лазерного пучка по сигналу обратного рассеяния // *Оптика и спектроскопия*. 2011. Т. 111, № 3. С. 488–496.
3. *Банах В.А., Жмылевский В.В., Игнатьев А.Б., Морозов В.В., Цвык Р.Ш., Шестернин А.Н.* Подавление начальных искажений лазерного пучка при использовании рассеянного на экране излучения для управления гибким зеркалом // *Оптика атмосфер. и океана*. 2013. Т. 26, № 12. С. 1023–1028.
4. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с.
5. *Исмару А.* Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 1. Однократное рассеяние и теория переноса. М.: Мир, 1981. 280 с.
6. *Банах В.А., Жмылевский В.В., Игнатьев А.Б., Морозов В.В., Смалихо И.Н.* Наведение частично когерентного лазерного пучка по обратному атмосферному рассеянию // *Оптика атмосфер. и океана*. 2010. Т. 23, № 10. С. 885–893.
7. *Vorontsov M.A., Sivokon V.P.* Stochastic parallel-gradient-descent technique for high-resolution wave-front phase-distortion correction // *J. Opt. Soc. Amer. A*. 1998. V. 15, N 10. P. 2745–2758.
8. *Банах В.А., Ларичев А.В., Раженков И.А., Шестернин А.Н.* Апробация стохастического алгоритма параллельного градиентного спуска в лабораторных экспериментах // *Оптика атмосфер. и океана*. 2012. Т. 25, № 12. С. 1099–1104.

V.A. Banakh, V.V. Zhmylevskii, A.B. Ignatiev, V.V. Morozov, I.N. Smalikhov, R.Sh. Tsvyk, A.N. Shesterin.
Optical beam wavefront control based on off-axis receiving of the atmospheric backscatter signal.

The theoretical and experimental results of study of feasibility of compensation of aberrations of the optical beam initial wavefront by the aperture sounding methods based on off-axis receiving of the atmosphere echo signal of an additional laser source are presented in the paper. It is shown experimentally that the off-axis receiving of the backscatter radiation provides for the refocusing of the additional laser source beam to the set range with simultaneous compensation of the initial wavefront aberrations of the additional and the main beams. As a result of the adaptive wavefront control the backscatter signal registered by an off-axis receiver on the ground path increases by 3–3.5 times.