

ОПТИЧЕСКИЕ ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

УДК 621.375 : 551.52

ВЫБОР БАЗОВЫХ ПАРАМЕТРОВ АДАПТИВНЫХ ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ*

В. П. Лукин

*Учреждение Российской академии наук
Институт оптики атмосферы им. В. Е. Зуева Сибирского отделения РАН,
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1
E-mail: lukin@iao.ru*

Рассматривается один из вариантов подхода к определению минимального набора параметров адаптивной системы, работающей в целях минимизации искажений, возникающих в современных оптико-электронных системах. В качестве основного искажающего воздействия принимается атмосферная турбулентность, которая является одним из наиболее серьёзных ограничений, возникающих при формировании оптического излучения в атмосфере. Предложены следующие базовые параметры системы: число степеней свободы, требуемая полоса частот (динамическая характеристика), ограничение на спектральные характеристики, а также определены некоторые параметры опорного источника (размер, положение, свойства). Результаты анализа получены в виде аналитических функций, что позволяет осуществить расчёты параметров адаптивной системы, применимой к широкому классу сценариев использования оптико-электронных систем в атмосфере.

Ключевые слова: адаптивная оптика, атмосферная турбулентность, лазерная система, телескоп, когерентность.

Введение. При проектировании и построении современных оптико-электронных систем возникает необходимость оценки достижимых характеристик и выбора параметров элементов адаптивной оптики, корректирующей искажения. Адаптивные оптические системы отличаются от неадаптивных тем, что их технические характеристики будут в большей степени зависеть от неоднородной среды, в которой происходит распространение излучения. В качестве основного искажающего фактора атмосферы рассматривается атмосферная турбулентность, которая действительно является одним из наиболее серьёзных ограничений, возникающих при формировании оптического излучения в атмосфере. Поэтому для оценки эффективности оптико-электронных систем, в том числе и лазерных систем передачи данных, передачи энергии излучения от лазера к удалённым объектам, необходимо иметь полную информацию о структуре турбулентности. При проведении анализа будем исходить из общепринятых критериев эффективности работы оптических систем с учётом действия атмосферной турбулентности.

В данной работе поставлена практическая цель — определить требования к параметрам адаптивных систем и к опорным источникам, которые используются при адаптивной коррекции [1–3] для обеспечения предельных возможностей компенсации искажений атмосферы.

*Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 11-02-90401-Укр.ф.а), интеграционного проекта СО РАН «Развитие методов высокоточных астронаблюдений для обеспечения работы адаптивных систем», выполняемого совместно с организациями Национальных академий наук стран СНГ (2009–2011 гг.), и Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России (2009–2013 гг.)» (ГК № 16.740.11.0392).

Оценки эффективности оптических систем в атмосфере. Качество оптико-электронной системы в целом можно характеризовать следующими параметрами: интегральным угловым разрешением φ_{\min} ; параметром Штреля S ; дисперсией дрожания изображения σ_{α}^2 (для передающих систем — дисперсией дрожания направления распространения оптического пучка излучения).

Так, если апертура приёмопередающего телескопа мала по сравнению с эффективным внешним масштабом турбулентности (диаметр апертуры $D \ll L_0^{\text{эфф}}$), то для оценки качества формируемого лазерного пучка или оптического изображения в атмосфере достаточно иметь только сведения о профиле по трассе распространения структурного параметра атмосферной турбулентности C_n^2 . Именно структура турбулентности на оптической трассе задаёт параметр r_0 , называемый радиусом когерентности атмосферы:

$$r_0 \approx 0,42 \left[k^2 \int_0^X d\xi f(\xi) C_n^2(\xi) \right]^{-3/5}, \quad (1)$$

здесь X — длина атмосферной трассы; $f(\xi)$ — фильтрующая по трассе распространения оптического излучения функция, зависящая от вида используемого излучения; $k = 2\pi/\lambda$ (λ — длина волны излучения). Для сферической волны $f(\xi) = (1 - \xi/X)^{5/3}$. Интеграл (1) рассчитывается вдоль атмосферной трассы распространения излучения от источника до объекта. Таким образом, радиус когерентности может быть рассчитан по моделям атмосферной турбулентности, а также измерен непосредственно. Именно величина r_0 определяет размер субапертуры в датчике волнового фронта (ДВФ), и, как правило, для получения высококачественной коррекции необходимо иметь размер субапертуры в ДВФ не более чем $r_0/4$.

В вакууме предельное угловое разрешение системы $\varphi_{\min} \approx \lambda/D$. Для передающих лазерных систем $D \approx a$, т. е. равен эффективному диаметру формируемого лазерного пучка. В турбулентной среде при сильном уширении угловое разрешение системы определяется только величиной r_0 для формируемой оптической волны: $\varphi_{\min} = 1,22\lambda/r_0$.

На рис. 1 приведён результат расчёта функции размытия точки (ФРТ) для оптической системы, работающей в турбулентной атмосфере. Расчёт распределения средней

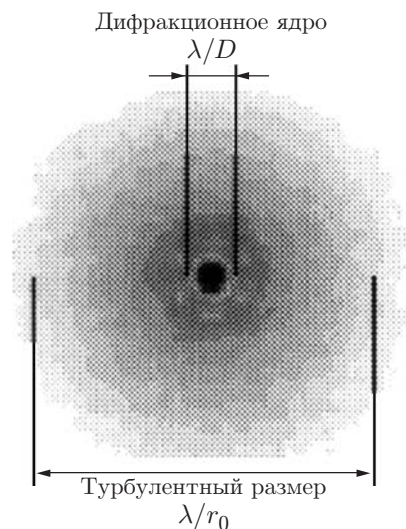


Рис. 1. Структура ФРТ изображения в фокальной плоскости системы, работающей через турбулентную атмосферу

интенсивности в изображении выполнен при уровне турбулентности $D/r_0 = 20$ [2, 4]. Параметр Штреля системы обычно находится по формуле $S \approx \exp(-\sigma_S^2)$, где σ_S^2 — дисперсия фазовых флуктуаций. Определение этой величины требует кроме знания профиля турбулентности $C_n^2(\xi)$ ещё и знания поведения её внешнего масштаба.

В настоящее время известны три основных типа корректоров волнового фронта, развиваемых для адаптивных систем: модальный, зональный и сегментированный. Рассмотрим требования к пространственному разрешению корректора на основе простых аналитических оценок и численного моделирования. Будем применять модальный корректор, который является сейчас наиболее используемым. У модального корректора функции отклика представляют собой некоторый аналитический базис, например полиномы Цернике. Поскольку первые элементы ряда Цернике совпадают с аналитическим представлением классических aberrаций волнового фронта (дисторсия, дефокусировка, астигматизм и т. д.), теория модального корректора даёт возможность получать оценки эффективности адаптивной коррекции с малым числом исправляемых мод. Кроме того, такой класс корректоров, как биморфные зеркала, с приемлемой точностью позволяет воспроизводить до 20–50 aberrаций Цернике.

Теории модального корректора применительно к компенсации турбулентных искажений посвящён ряд теоретических исследований [5–8]. Приближённые оценки эффективности модального корректора можно сделать на основе результатов работы [6], где была рассчитана дисперсия остаточных искажений фазы в скорректированной волне как функция нормированного диаметра апертуры телескопа D/r_0 и числа полиномов Цернике, компенсируемых модальным корректором. Формула расчёта имеет вид $\sigma_N^2 = C_N(D/r_0)^{5/3}$ (N — число скорректированных aberrаций). Значения коэффициентов C_N приведены в табл. 1, где $N = 1$ соответствует компенсации постоянной компоненты, $N = 3$ — компенсации постоянной компоненты и наклонов (линейные aberrации), $N = 6$ — компенсации вплоть до квадратичных aberrаций и т. д. Для больших значений N существует приближённая формула $C_N \approx 0,2944N^{-\sqrt{3/2}}$. Эти теоретические оценки позволяют найти величину остаточных искажений для заданного параметра модального корректора N и, наоборот, по заданному уровню остаточных искажений определить число полиномов, которые следует скомпенсировать. Например, для достижения уровня остаточных искажений, соответствующих критерию $\lambda/6$ (тогда $\sigma_N^2 \approx 1$), получаем оценку $N = 0,244(D/r_0)^{1,92}$.

Табл. 2 иллюстрирует зависимость числа степеней свободы корректора N от нормированного диаметра апертуры D/r_0 . В [4] показано, что при указанном числе степеней свободы модального корректора параметр Штреля $S \approx \exp(-\sigma_N^2) \approx 0,37$. Очевидно, что существующие биморфные зеркала пока не в полной мере способны обеспечить такой уровень коррекции в видимом диапазоне (когда наиболее вероятно значение $D/r_0 = 40$ –50), однако их применение для коррекции в ИК-диапазоне (при $D/r_0 = 10$ –15) представляется оправданным. Как показано в [2], при более высоких значениях дисперсии остаточной ошибки

Таблица 1

N	C_N
1	1,030
3	0,134
6	0,065
10	0,041
15	0,028
21	0,021

Таблица 2

D/r_0	N
10	20
20	78
30	170
40	295
50	454

можно получить угловое разрешение, близкое к дифракционному и определяемое как ширина ФРТ по уровню $1/2$ от максимума. Оказывается, что частично скорректированное изображение точечного источника состоит как бы из двух компонент, одна из которых имеет ширину, примерно равную ширине турбулентной ФРТ, а другая — дифракционно-ограниченный размер (см. рис. 1) [2, 4]. В ряде работ были выполнены расчёты оптической передаточной функции для модальной коррекции (например, [4]), однако и эта функция не даёт полного представления об угловом разрешении. Рассмотрим результаты численного эксперимента, проведённого на основе разработанного нами программного обеспечения [3]. Детальное описание методики моделирования формирования изображения в системе атмосфера—оптическая система изложено в [3, 4, 8].

Проводилось исследование модальной коррекции при значениях $N = 3, 10, 15, 21, 28$, что соответствует коррекции aberrаций волнового фронта с номерами 1–5 радиальных степеней включительно. На рис. 2 приведены радиальные сечения нормированной ФРТ в зависимости от нормированного диаметра телескопа и параметра коррекции N , а также значения параметра Штреля. Видно, что достаточно контрастное дифракционное ядро сохраняется вплоть до значений параметра Штреля $S \sim 0,01$. Этот факт не очевиден и мог быть установлен только путём прямого расчёта ФРТ. Действительно, можно было ожидать, что уменьшение осевой интенсивности изображения в 10 раз приведёт примерно к трёхкратному его уширению, поскольку интенсивность обратно пропорциональна квадрату эффективного размера при неизменной «форме» распределения интенсивности в плоскости изображения. Однако при компенсации низших aberrаций существенно изменяется пространственный спектр искажений волнового фронта. Нескорректированные мелкомасштабные aberrации приводят к перераспределению энергии скорректированной ФРТ в дальние «крылья» (по сравнению с турбулентной ФРТ при той же дисперсии фазовых искажений). При этом эффективный размер изображения оказывается больше, чем можно было бы ожидать, но ширина ФРТ по уровню $1/2$ лишь немного отличается от дифракционной. Это даёт возможность выполнять астрономические наблюдения, связанные с измерением угловых положений объектов с точностью, приближающейся к дифракционной даже при сравнительно «плохой» (по параметру Штреля) коррекции. Таким образом, величина уровня турбулентности D/r_0 полностью определяет число зон когерентности в

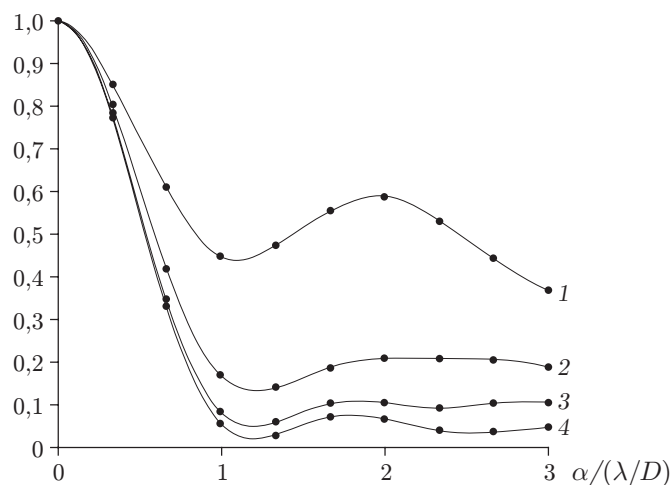


Рис. 2. Нормированная на осевое значение ФРТ в системе при использовании модального корректора для $D/r_0 = 20$ (кривая 1 — $N = 10$, $S = 0,015$; 2 — $N = 15$, $S = 0,040$; 3 — $N = 21$, $S = 0,084$; 4 — $N = 28$, $S = 0,145$)

пределах апертуры (приёмной или передающей) и тем самым даёт полную информацию по требуемому числу элементов управления корректора N . Именно это число элементов правильно называть числом степеней свободы адаптивной системы.

Для проведения расчёта распределения интенсивности в лазерном пучке, распространяющемся через турбулентную среду, можно пользоваться формулой [9], полученной в диффузионном приближении. Тогда для распределения средней интенсивности в широком сфокусированном пучке ($X = f$) имеем

$$\langle I(x, \rho) \rangle = \frac{k^2 a^4}{x^2 [1 + a^2/r_0^2]} \exp(-\rho^2/a_{\text{эфф}}^2),$$

где $a_{\text{эфф}}^2 = x^2/(k^2 a^4)[1 + a^2/r_0^2]$ (a — начальный диаметр пучка). Отсюда следует, что с ростом силы турбулентности уменьшается радиус когерентности и соответственно плотность мощности на оси в пучке, но увеличивается размер пучка, при этом его форма остаётся гауссовой.

Допустимая временная задержка в адаптивной системе. Традиционная адаптивная система с конечной полосой частот (или с конечным временем срабатывания) может быть описана как динамическая система постоянного запаздывания. В [10, 11] показано, что в такой адаптивной системе временная задержка должна быть значительно меньше времени переноса радиуса когерентности средней скоростью ветра через оптический пучок. Известно, что время срабатывания адаптивной системы τ_a складывается из времени получения первичной информации с помощью камеры ДВФ, времени вычисления управляющих воздействий для адаптивного зеркала, времени отработки зеркала, включающего переходные процессы механической конструкции используемого зеркала. Кроме того, для излучающих систем необходимо также добавить время, равное $2X/c$, так называемый «времяпролётный» фактор (c — скорость света). В результате корректирующая поверхность адаптивного зеркала формируется из поверхности волнового фронта, присутствующего на входной апертуре системы, заведомо с опозданием на величину, определяющую суммарную временную задержку. Можно показать [10–12], что при формировании коллимированного пучка (когда $A(\rho_1) = \exp(-\rho_1^2/2a^2)$) средняя интенсивность оптического поля, скорректированного по алгоритму фазового сопряжения с опорным точечным источником, может быть записана в виде

$$\langle I(0) \rangle = \frac{2\pi^2 a^2}{\lambda^2 x^2} \int_0^\infty \rho d\rho \exp \left[-\frac{\rho^2}{4a^2} (1 + \Omega^2) - 0,88 \frac{\tau^2 v^2 \rho^2}{r_0^{5/3} R^{7/3}} \right]. \quad (2)$$

Анализ выражения (2) показывает, что в широком коллимированном пучке (для $\Omega = ka^2/x \gg 1$) условием эффективной коррекции атмосферных искажений является следующее ограничение на допустимую временную задержку:

$$\tau \leq 3,48 (r_0/v) (a/\Omega r_0)^{1/6}, \quad (3)$$

а в сфокусированном ($F = x$) гауссовом пучке необходимо иметь

$$\tau \leq 0,53 (r_0/v) (a/r_0)^{1/6}. \quad (4)$$

Таким образом, в адаптивной системе постоянного запаздывания [3, 4, 6] допустимая временная задержка должна быть значительно меньше отношения радиуса когерентности для сферической волны к средней скорости ветра v . Следует отметить, что v в последних двух формулах представляет собой скорость эволюции фазовых неоднородностей в канале

распространения волны. В работах [13, 14] уже была сделана оценка требуемой полосы частот для фазосопряжённых адаптивных систем. Существенным отличием формул (3), (4) является то, что в них сохраняется зависимость временной задержки от размера передающей апертуры. Это указывает на большую физическую обоснованность. Отметим, что в данном случае не определялась динамическая модель адаптивной системы, а оценивалось только влияние временного запаздывания на качество коррекции. Временная задержка τ здесь является параметром адаптивной системы.

Безусловно, для обеспечения высококачественной коррекции адаптивная система должна иметь полосу частот, существенно превышающую частоту, равную величине, обратной (2), (3), т. е. $\Delta f \gg 1/\tau$.

Спектральные характеристики адаптивных систем. Представляет интерес рассмотрение вопроса о влиянии на качество фазовой коррекции несовпадения длины волны основного и опорного излучений, так называемой двухцветной коррекции. Важно, насколько допустимо различие между этими двумя длинами волн. Вычисления проводятся как для слабой, так и для сильной турбулентности. Оценим эффективность двухцветных адаптивных систем фокусировки с использованием параметра Штреля для разных величин длин волн λ_1, λ_2 . Также сравним эти результаты со случаем обычной фазовой коррекции, когда $\lambda_1 = \lambda_2$.

Применение двухцветной коррекции изучалось в работах [15–21]. Как известно, длина волны опорного излучения (бакена) в реальной адаптивной оптической системе обычно отличается от длины волны лазерного пучка, подвергаемого фазовой коррекции. Представляется следующая схема такой двухцветной адаптивной фокусирующей системы. Опорная волна (длина волны λ_1) от точечного бакена проходит слой турбулентной атмосферы и приносит информацию о фазовых искажениях. На основе этого на адаптивном зеркале создаются фазовые предискажения для формируемого широкого гауссова лазерного пучка с длиной волны λ_2 , фокусируемого линзой в плоскость бакена. В расчётах использовались различные уровни турбулентности на трассе, результат дан для значений безразмерного параметра модели C^2 , который пропорционален интенсивности турбулентности [9]. Значения параметра в области $C^2 \approx 2-3$ примерно соответствуют значению дисперсии флуктуаций интенсивности $\beta_0^2 \approx k^{7/6} C_n^2 x^{11/6} \approx 1$, т. е. границе области слабых флуктуаций. На рис. 3, а—с представлены рассчитанные [22] кривые параметра Штреля S , эффективного радиуса $r_{\text{эфф}}$ и индекса мерцания фокусированного пучка σ_I^2 , прошедшего слой случайно-неоднородной среды при различных значениях C^2 . Следует отметить, что всё семейство кривых на рисунке получено в условиях проявления слабых флуктуаций. Наиболее эффективной является фазовая коррекция при совпадении длин волн опорного и основного лазерных пучков. Из рис. 3, а видно, что в случае фокусированного лазерного пучка максимум для параметра Штреля S соответствует $\lambda_2 = \lambda_1$ и расположен на участке плато, ширина которого при усилении турбулентности сужается.

Таким образом, используя эти результаты, можно оценить допустимое снижение параметра Штреля вследствие различия между длинами опорной и корректируемой волн или возможную полосу длин волн, в которой обеспечивается получение эффективной коррекции.

Радиус когерентности при коррекции. Эффективность адаптивной коррекции, в том числе частичной, оценивается путём введения нового параметра. В работах [23, 24] показано, что для случая применения адаптивной фазосопряжённой коррекции можно ввести понятие радиуса когерентности при коррекции. При этом увеличение эффективности в системе будет характеризоваться численно как увеличение когерентного размера передатчика. Результаты расчётов радиусов корреляции для плоской и сферических волн в оптической системе, работающей через всю толщину атмосферы в направлении в зенит, для

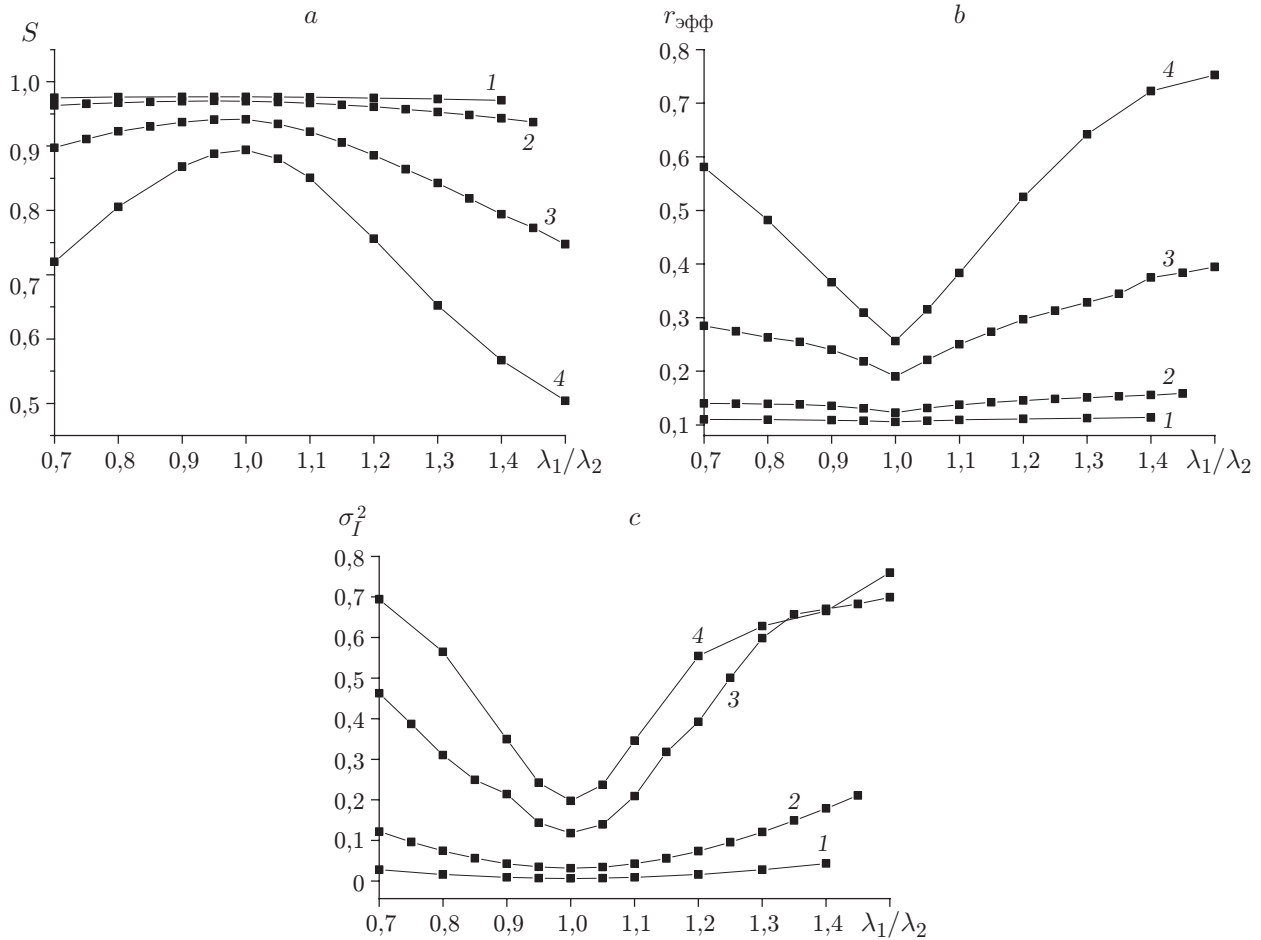


Рис. 3. Зависимости поведения параметров лазерного пучка от отношения длин волн λ_1/λ_2 при различных уровнях турбулентности на трассе: *a* — параметра Штреля; *b* — эффективного радиуса фокусированного пучка (измеренного в долях от размера исходного пучка); *c* — индекса мерцания фокусированного пучка σ_I^2 (кривые 1 — $C^2 = 0,02$; 2 — 0,1; 3 — 0,5; 4 — 1,0)

различных моделей турбулентной атмосферы [23, 24] приведены в табл. 3, 4. Как видно из табл. 3, есть серьёзные различия величин радиусов когерентности для плоской и сферических волн. Эти данные позволяют оценить размер когерентной площадки или допустимый размер субапертуры, а также параметр Штреля в системе без коррекции.

В табл. 4 приведены результаты численного расчёта увеличения размера когерентной части апертуры, обусловленного действием адаптивной коррекции. Вычисления сделаны для трёх наиболее применимых моделей турбулентной атмосферы и для трёх высот размещения опорного точечного источника: $x = 20, 40$ и 100 км. Как показывают расчёты, увеличение когерентной части для различных моделей вертикального изменения структурного параметра показателя преломления для высоты $x = 100$ км составляет от 25 до 27 раз. Таким образом, если радиус когерентности для плоской волны равен 20 см, то фазосопряжённая адаптивная коррекция увеличивает размер когерентной части примерно до 5 м. В результате можно констатировать, что традиционная коррекция с использованием точечного опорного источника существенно увеличивает эффективность системы.

Как видим, практически любую апертуру можно сделать когерентной, что обеспечит фокусировку излучения на любую дальность. Эти расчёты позволяют определить размер такой апертуры (т. е. дифракционной) при применении той или иной системы коррекции.

Таблица 3

Название модели	$r_0^{\text{пл}}$, см	$r_0^{\text{сф}}$, см
Профиль Геофизической лаборатории ВВС США	20,80	22,90
Модель для обсерватории Сьерро Паранал (Чили)	13,16	14,80
Профиль турбулентности Хафнагеля — Стенли	5,01	8,10
Модифицированный профиль Хафнагеля — Стенли	8,03	18,70
Турбулентный профиль Гринвуда	12,92	13,10
Профиль для ночной атмосферы (США)	19,91	21,97

Таблица 4

x , км	Модель Гринвуда	Модифицированный профиль Хафнагеля — Стенли	Профиль для ночной атмосферы (США)
20	6,08	5,19	7,07
40	11,32	10,15	13,74
100	27,74	25,82	27,42

Заключение. Таким образом, в данной работе введены параметры адаптивной системы фазовой коррекции, связанные с применением оптико-электронных систем в атмосфере, где главное искажающее воздействие оказывает атмосферная турбулентность [25–27]. Предложена процедура выбора таких параметров и выполнены расчёты, с помощью которых можно оценить уровень достижимой коррекции. Достоинством данной процедуры является то, что расчёт проведён аналитически и позволяет дать оценки для любой дальности и любой высоты размещения системы. В результате можно рассчитывать распределение средней интенсивности оптического излучения в произвольной плоскости, сопоставив значения параметров Штреля системы при коррекции и без неё.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Лукин В. П., Фортес Б. В.** Адаптивная фазовая коррекция турбулентных искажений в условиях сильных флуктуаций интенсивности. Влияние дислокаций волнового фронта // Сб. тр. III Междунар. симп. «Оптика атмосферы и океана». Томск: Изд-во ИАО СО РАН, 1996. С. 28–29.
2. **Лукин В. П., Фортес Б. В.** Частичная коррекция турбулентных искажений в телескопе АСТ-10 // Оптика атмосферы и океана. 1996. **9**, № 11. С. 1492–1504.
3. **Лукин В. П., Фортес Б. В., Канев Ф. Ю., Коняев П. А.** Численная модель атмосферной адаптивной системы // Оптика атмосферы и океана. 1995. **8**, № 3. С. 409–418.
4. **Лукин В. П., Фортес Б. В.** Адаптивное формирование пучков и изображений в атмосфере. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. 212 с.
5. **Fried D. L.** Statistics of a geometric representation of wave-front distortion // JOSA. 1965. **55**, N 11. P. 1426–1435.
6. **Noll R. J.** Zernike polynomials and atmospheric turbulence // JOSA. 1976. **66**, N 3. P. 207–211.
7. **Wang J. Y., Markey J. K.** Modal compensation of atmospheric turbulence phase distortions // JOSA. 1978. **68**, N 1. P. 78–88.
8. **Fortes B. V., Lukin V. P.** Modeling of the image observed through the turbulent atmosphere // Proc. SPIE. 1992. **1668**. P. 477–488.

9. Гурвич А. С., Кон А. И., Миронов В. Л., Хмелевцов С. С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 277 с.
10. Лукин В. П. Атмосферная адаптивная оптика. Новосибирск: Наука, 1986. 248 с.
11. Лукин В. П., Миронов В. Л. Динамические характеристики адаптивных оптических систем // Квантовая электроника. 1985. **12**, № 9. С. 1959–1962.
12. Lukin V. P., Zuev V. E. Dynamic characteristics of adaptive systems // Appl. Opt. 1987. **26**, N 1. P. 139–144.
13. Greenwood D. P. Bandwidth specification for adaptive optics systems // JOSA. 1977. **67**, N 5. P. 390–393.
14. Greenwood D. P., Fried D. L. Power spectra requirements for wave-front-compensative systems // JOSA. 1976. **66**, N 3. P. 193–206.
15. Lukin V. P. Efficiency of some correction systems // Opt. Lett. 1979. **4**, N 1. P. 15–17.
16. Hogge Ch. B., Butts R. R. Effects of using different wavelengths in wave-front sensing and correction // JOSA. 1982. **72**, N 7. P. 606–609.
17. Winocur J. Dual-wavelength adaptive optical systems // Appl. Opt. 1983. **22**, N 21. P. 3711–3715.
18. Лукин В. П. Эффективность двухцветной адаптивной оптической системы // Квантовая электроника. 1988. **15**, № 9. С. 1856–1861.
19. Лукин В. П., Фортес Б. В. Адаптивная коррекция фокусированного пучка в условиях сильных флуктуаций интенсивности // Оптика атмосферы и океана. 2000. **13**, № 5. С. 515–519.
20. Lukin V. P., Fortes B. V. Phase-correction of turbulent distortions of an optical wave propagating under conditions of strong intensity fluctuations // Appl. Opt. 2002. **41**, N 27. P. 5616–5624.
21. Fan Ch., Wang Y., Gong Z. Effects of different beacon wavelengths on atmospheric compensation in strong scintillation // Appl. Opt. 2004. **43**, N 23. P. 4334–4338.
22. Сенников В. А., Коняев П. А., Лукин В. П. Об эффективности 2-цветной адаптивной фокусировки // Сб. тр. XVI Междунар. симп. «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы». Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 2009. С. 321–323.
23. Большасова Л. А., Лукин В. П. Лазерные опорные звезды и модели атмосферной турбулентности // Оптика атмосферы и океана. 2007. **20**, № 12. С. 1096–1104.
24. Большасова Л. А., Лукин В. П. Модовый неизопланатизм фазовых флуктуаций // Оптика атмосферы и океана. 2008. **21**, № 12. С. 1070–1075.
25. Коняев П. А. Компьютерное моделирование адаптивной оптики для атмосферных лазерных систем // Автометрия. 2012. **48**, № 2. С. 12–19.
26. Антошкин Л. В., Лавринов В. В., Лавринова Л. Н., Лукин В. П. Особенности применения фотоприёмных устройств в датчиках волнового фронта Шэка — Гартмана // Там же. С. 44–51.
27. Антошкин Л. В., Лавринов В. В., Лавринова Л. Н. Способы реализации опережающей адаптивной коррекции турбулентных искажений на основе измерений датчика волнового фронта Шэка — Гартмана // Там же. С. 92–102.

Поступила в редакцию 28 октября 2011 г.