

В.И. Шмальгаузен, Н.А. Яицкова

ОШИБКА КОРРЕКЦИИ ИЗОБРАЖЕНИЯ ПРОТЯЖЕННЫХ ОБЪЕКТОВ ПРИ ВИДЕНИИ СКВОЗЬ ТУРБУЛЕНТНУЮ АТМОСФЕРУ

Исследовано влияние эффекта анизопланатизма на качество работы адаптивно-оптических систем в режиме «видения» протяженных объектов через турбулентную атмосферу. Основное внимание уделено оценке остаточной ошибки коррекции, обусловленной анизопланатизмом, без учета других факторов, ограничивающих качество работы системы. Предложен метод компромиссной компенсации, позволяющий минимизировать остаточную ошибку. С помощью разложения фазовых искажений по полиномам Цернике оценен вклад в остаточную ошибку коррекции отдельных aberrаций. Разработан аналитический метод, позволяющий оценить качество работы системы при произвольном спектре оптической турбулентности. Расчеты проведены для случая круговой протяженной области на объекте на основе численного интегрирования с использованием квадратур Гаусса. Результаты представлены для колмогоровского спектра и кармановского спектра турбулентности при различных величинах внешнего масштаба.

1. Введение

При анализе эффективности адаптивно-оптических систем, работающих в режиме коррекции изображения, обычно считают, что угловые размеры объекта не превышают размера изопланатической области. Фазовые искажения оптических волн, идущих через неоднородную среду (турбулентную атмосферу) от разных точек такого объекта, можно считать одинаковыми. Информация о распределении оптических неоднородностей среды на трассе распространения излучения в этом случае может быть получена из результатов наблюдения искажений волны от опорного источника [1].

Если геометрические размеры объекта превышают размер изопланатической области (протяженный объект), то оптические пути, по которым идут волны от разных точек такого объекта, различны. Следовательно, существенно различны и приобретаемые этими волнами фазовые искажения. Этот эффект называется анизопланатизмом оптической системы [2]. Он порождает дополнительные трудности как при регистрации искажений, так и при их компенсации при помощи фазового корректора. Единственный опорный источник не может дать полную информацию об искажениях оптических волн, соответствующих различным областям объекта. Для получения этой информации можно воспользоваться схемой регистрации фазовых искажений с несколькими опорными источниками, которая была разработана применительно к астрономическим задачам [3].

Другая трудность состоит в том, что, даже располагая полной информацией об искажениях, принципиально невозможно устранить их одновременно для всех областей объекта. Поэтому существует фундаментальное ограничение на размер объекта, изображение которого в принципе можно скорректировать с помощью единственного адаптивного фазового корректора. Оно обусловлено анизопланатизмом адаптивной оптической системы с учетом атмосферных неоднородностей.

Данная статья посвящена изучению влияния этого фундаментального ограничения на качество фазовой коррекции, отвлекаясь от трудностей, связанных с регистрацией волнового фронта. Предполагается, что доступна полная информация об искажениях волн.

Для коррекции изображения протяженного объекта можно предложить различные алгоритмы. Корректор волнового фронта может настраиваться по результатам измерения фазовых искажений волны, идущей от опорного источника, расположенного вблизи центра изображаемого объекта [1]. В такой системе улучшается качество изображения только центральной области объекта, а изображение периферии может оказаться искаженным даже больше, чем при отсутствии коррекции. В статье рассматривается другой алгоритм коррекции, когда корректор настраивается таким образом, чтобы максимизировать некоторый критерий качества, учитывающий все области объекта. В качестве меры искажения в этом алгоритме принимается среднеквадратическая фазовая ошибка, усредненная с некоторым весом по объекту.

Подход к решению задачи базируется на представлении искажений волнового фронта в виде ряда по полиномам Цернике [4]. Остаточная ошибка оценивается на основе анализа поведения корреляционных функций коэффициентов Цернике.

2. Постановка задачи. Алгоритм коррекции

Рассмотрим объект с угловыми размерами, превышающими размер изопланатической области, расположенный на конечном расстоянии от адаптивно-оптической системы и отделенный от нее искажающим слоем атмосферной турбулентности. Необходимо скорректировать изображение некоторой протяженной области на объекте так, чтобы максимизировать определенный критерий качества, учитывающий все точки области. Оптические волны, идущие через неоднородную среду к апертуре от различных точек объекта, приобретают различные фазовые искажения. Обозначим через $\varphi(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ искажения сферической волны, идущей от точки с координатой \mathbf{r}' и наблюдаемой в точке \mathbf{r} в плоскости апертуры. Предположим, что эти искажения известны. Тогда остаточная среднеквадратическая ошибка волнового фронта этой волны будет:

$$\varepsilon^2(\mathbf{r}') = \frac{1}{S_A} \int_{S_A} d^2r \langle (\varphi(\mathbf{r}, \mathbf{r}') - u(\mathbf{r}))^2 \rangle, \quad (1)$$

где интеграл берется по площади апертуры; $u(\mathbf{r})$ – фазовый профиль, вносимый корректирующим зеркалом.

Используя разложение профиля зеркала и фазовых искажений $\varphi(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ в ряд по полиномам Цернике [4], для остаточной ошибки получим

$$\varepsilon^2(\mathbf{r}') = \sum_{q=0}^{\infty} \langle (a_q(\mathbf{r}') - u_q)^2 \rangle, \quad (2)$$

где u_q – управляющие параметры корректора; $a_q(\mathbf{r}')$ – коэффициенты разложения фазовых искажений $\varphi(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$:

$$\varphi(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \sum_{q=0}^{\infty} a_q(\mathbf{r}') Z_q(\mathbf{r}). \quad (3)$$

Пусть S' – протяженная область на поверхности объекта. (Это может быть площадь всего объекта.) Рассмотрим в качестве меры искажения усредненную с весом по $\omega(\mathbf{r}')$ выбранной области среднеквадратическую фазовую ошибку

$$\sigma^2 = \int_{S'} \omega(\mathbf{r}') \varepsilon^2(\mathbf{r}') d^2r'. \quad (4)$$

Вес $\omega(\mathbf{r}')$, удовлетворяющий условию

$$\int_{S'} \omega(\mathbf{r}') d^2r' = 1, \quad (5)$$

определяет, какие точки области играют в изображении большую роль, какие – меньшую. Подставляя (2) в (4), заметим, что различные аберрации, определяемые индексом q , дают аддитивный вклад в общую среднеквадратическую ошибку

$$\sigma^2 = \sum_q \sigma_q^2, \quad (6)$$

где ошибка коррекции по q -й аберрации

$$\sigma_q^2 = \int_{S'} \omega(\mathbf{r}') \langle (a_q(\mathbf{r}') - u_q)^2 \rangle d^2r'. \quad (7)$$

Обратим внимание на то, что коэффициенты Цернике $a_q(\mathbf{r}')$ являются функциями координаты точки на объекте, а управляющие параметры u_q , определяющие форму гибкого зеркала, не зависят от этой координаты. Возникает вопрос о выборе управляющих параметров по известным (как предполагается) величинам $a_q(\mathbf{r}')$. Выберем их таким образом, чтобы минимизировать значение среднеквадратической ошибки (7). Получим, что величина u_q , минимизирующая выражение (7), определяется по формуле

$$u_q = \int_{S'} \omega(\mathbf{r}') a_q(\mathbf{r}') d^2 r'. \quad (8)$$

Тогда выражение для ошибки коррекции q -й aberrации принимает вид

$$\sigma_q^2 = \langle a_q^2 \rangle - \iint_{S'S'} \omega(\mathbf{r}') \omega(\mathbf{r}'') \langle a_q(\mathbf{r}') a_q(\mathbf{r}'') \rangle d^2 r' d^2 r''. \quad (9)$$

Таким образом, алгоритм «компромиссной» коррекции состоит в выборе управляющих параметров по усредненному с весом $\omega(\mathbf{r}')$ возмущению фазы. Рассмотрим случай, когда все точки области S' одинаково важны для наблюдения. С этой целью выберем функцию $\omega(\mathbf{r}')$ следующим образом:

$$\omega(\mathbf{r}') = 1/S'. \quad (10)$$

Выражения для ошибки (4) и управляющего параметра (8) примут соответственно вид

$$\sigma^2 = \frac{1}{S'} \int_{S'} \varepsilon^2(\mathbf{r}') d^2 r', \quad (11)$$

$$u_q = \frac{1}{S'} \int_{S'} a_q(\mathbf{r}') d^2 r'. \quad (12)$$

Подставляя u_q из (12) в выражение для ошибки q -й aberrации (7), получим

$$\sigma_q^2 = \langle a_q^2 \rangle \left\{ 1 - \left(\frac{1}{S'} \right)^2 \iint_{S'S'} K_q(\mathbf{r}', \mathbf{r}'') d^2 r' d^2 r'' \right\}, \quad (13)$$

где

$$K_q(\mathbf{r}', \mathbf{r}'') = \frac{\langle a_q(\mathbf{r}') a_q(\mathbf{r}'') \rangle}{\langle a_q^2 \rangle} \quad (14)$$

– корреляционная функция коэффициентов Цернике, соответствующих различным точкам области наблюдения. В силу однородности турбулентности она зависит только от относительного положения точек на объекте. Введем замену переменных:

$$\mathbf{s} = \mathbf{r}' - \mathbf{r}'', \quad \mathbf{s}_1 = (\mathbf{r}' + \mathbf{r}'')/2. \quad (15)$$

При этой замене выражение (13) примет вид

$$\sigma_q^2 = \langle a_q^2 \rangle \left\{ 1 - \left(\frac{1}{S^*} \right)^2 \int_{S^*} K_q(\mathbf{s}) d^2 s \right\}, \quad (16)$$

здесь S^* – область, полученная из области S' при замене (15).

Таким образом, мы получили, что среднеквадратическая ошибка, остающаяся в результате компромиссной коррекции протяженной области, выражается через нормированную корреляционную функцию коэффициентов Цернике, усредненную по некоторой области.

3. Корреляционные функции коэффициентов Цернике

В предыдущем пункте было получено выражение для остаточной ошибки коррекции через корреляционную функцию $K_q(\mathbf{s})$ коэффициентов Цернике двух сферических волн, идущих из различных точек на объекте к общей апертуре, где \mathbf{s} – разнесение точек в плоскости объекта. Перед тем как проводить анализ остаточной ошибки для конкретной формы области, изучим предварительно поведение корреляционных функций $K_q(\mathbf{s})$ для различных номеров церниковских мод.

Корреляционные функции коэффициентов Цернике можно связать со структурной функцией фазовых возмущений, измеренных в плоскости апертуры. При этом исключим из рассмотрения среднюю фазу – однородный по апертуре фазовый сдвиг, не участвующий в формировании изображения [5]:

$$K_q(\mathbf{s}) = -\frac{1}{2\pi^2 \langle a_q^2 \rangle} \iint_{\substack{r_1 \leq 1 \\ r_2 \leq 1}} Z_q(\mathbf{r}_1) Z_q(\mathbf{r}_2) D_\varphi(R(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \mathbf{s}) d^2 r_1 d^2 r_2, \quad (17)$$

где R – радиус круглой апертуры, интеграл берется по кругу единичного радиуса;

$$D_\varphi(\mathbf{r}, \mathbf{s}) = \langle (\varphi(R\mathbf{r}_1, \mathbf{r}') - \varphi(R\mathbf{r}_2, \mathbf{r}''))^2 \rangle \quad (18)$$

– структурная функция фазы для двух лучей: идущего из точки \mathbf{r}' на объекте к точке $R\mathbf{r}_1$ в плоскости апертуры и идущего из точки \mathbf{r}'' к точке $R\mathbf{r}_2$. Вследствие однородности турбулентности она зависит только от двух аргументов:

$$\mathbf{r} = R(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2), \mathbf{s} = \mathbf{r}' - \mathbf{r}'' \quad (19)$$

В приближении геометрической оптики структурную функцию фазы волны, распространяющейся на малое расстояние dh , можно выразить через спектр оптических неоднородностей [4]:

$$D_\varphi(\tilde{\mathbf{r}}(h)) = \frac{0,046}{r_0^{5/3}(h)} \iint F_n(k) [1 - \exp[i2\pi \mathbf{k} \tilde{\mathbf{r}}(h)]] d^2 k, \quad (20)$$

где

$$\tilde{\mathbf{r}}(h) = \frac{h}{H} \mathbf{r} + \left(1 - \frac{h}{H}\right) \mathbf{s} \quad (21)$$

– текущее расстояние между лучами на высоте h ; H – длина оптической трассы; $F_n(k)$ – пространственный спектр неоднородностей. Кроме того, введено обозначение

$$\frac{1}{r_0^{5/3}(h)} = \frac{2,92}{6,88} k_0^2 c_n^2(h) dh, \quad (22)$$

где $r_0(h)$ – «локальный» радиус Фрида; k_0 – волновое число; $c_n^2(h)$ – структурная постоянная.

В дальнейшем рассматриваются два вида спектров атмосферной турбулентности: колмогоровский спектр

$$F_n(k) = k^{-11/3} \quad (23)$$

и кармановский спектр с величиной внешнего масштаба турбулентности L_0

$$F_n(k) = k^{-11/3} \left(1 + \left(\frac{1}{k L_0}\right)^2\right)^{-11/6} \quad (24)$$

Внутренний масштаб турбулентности, который учитывается в спектре Татарского, не оказывает существенного влияния на поведение корреляционных функций полиномов Цернике низких порядков.

Структурная функция фазы в плоскости апертуры получается при интегрировании выражения (20) вдоль трассы:

$$D_{\varphi}(\mathbf{r}, \mathbf{s}, H) = \frac{0,046}{r_0^{5/3}} \frac{1}{C_n^2} \iint_0^H c_n^2(h) F_n(k) \left[1 - \exp \left[i 2\pi \mathbf{k} \left(\frac{h}{H} \mathbf{r} + \left(1 - \frac{h}{H} \right) \mathbf{s} \right) \right] \right] d^2k dh, \quad (25)$$

где

$$C_n^2 = \int_0^H c_n^2(h) dh; \quad (26)$$

$$\frac{1}{r_0^{5/3}} = \frac{2,92}{6,88} k_0^2 C_n^2. \quad (27)$$

Подставляя (25) в (17) и используя Фурье-преобразование полиномов Цернике, получим интегральное выражение для корреляционной функции:

$$K_q(\mathbf{s}) = \frac{1}{\langle a_q^2 \rangle} \left(\frac{2R}{r_0} \right)^{5/3} 4\pi^{8/3} 0,046 \frac{1}{C_n^2} (n+1) (-1)^{n-m} \int_0^H c_n^2(h) \int_0^\infty x F_n \left(\frac{x}{2\pi R} \right) \frac{J_{n+1}^2 \left(x \frac{h}{H} \right)}{\left(x \frac{h}{H} \right)^2} \times \\ \times \left\{ J_0 \left(\left(1 - \frac{h}{H} \right) x \frac{s}{R} \right) + l(-1)^m J_{2m} \left(\left(1 - \frac{h}{H} \right) x \frac{s}{R} \right) \cos(2m\varphi) \right\} dx dh, \quad (28)$$

где $q \equiv (n, m, l)$ – тройной индекс, определяющий церниковскую моду; $J_n(\xi)$ – функция Бесселя целого порядка; $\mathbf{s} = (s, \varphi)$ – вектор относительного положения точек на объекте в полярной системе координат. Заметим, что в такой форме корреляционная функция зависит от отношения $\frac{s}{R}$. Следовательно, основным параметром задачи является отношение линейного размера объекта к радиусу апертуры.

Допустим, структурная постоянная $c_n^2(h)$ не зависит от h . Это возможно при достаточно коротких трассах или в случае, когда трасса (ось z) направлена вдоль поверхности Земли.

Графики соответствующих корреляционных функций для колмогоровского спектра представлены на рис. 1. Отметим, что чем выше номер aberrации, тем быстрее спадает соответствующая корреляционная функция с ростом расстояния между точками. Следовательно, мелко-масштабные aberrации более чувствительны к анизопланатизму. Корреляционные функции для наклонов уменьшаются с увеличением расстояния между источниками существенно медленнее, чем aberrации более высокого порядка. Рисунок соответствует случаю, когда ось X (системы координат, определяемой полиномами Цернике) параллельна вектору \mathbf{s} .

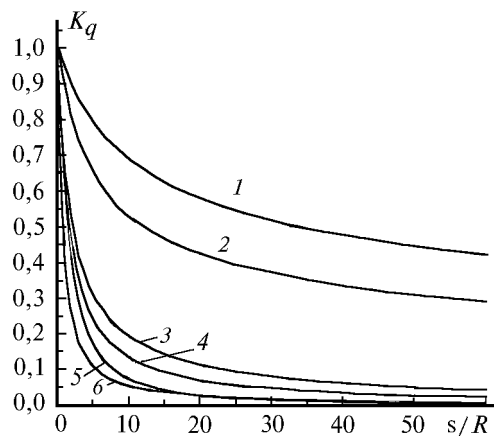


Рис. 1. Нормированные корреляционные функции коэффициентов Цернике для различных aberrаций. 1 – X-наклон, 2 – Y-наклон, 3 – Y-астигматизм, 4 – дефокусировка, 5 – X-астигматизм, 6 – сферическая aberrация

4. Ошибка коррекции изображения круговой области

В предыдущем пункте мы рассмотрели поведение корреляционных функций коэффициентов Цернике, соответствующих двум волнам, идущим от двух различных точек на объекте. Вернемся к выражению (16) для остаточной ошибки коррекции протяженной области. Рассмотрим случай, когда область представляет собой круг фиксированного радиуса R' . Выражение (16) можно представить в виде

$$\sigma_q^2 = \langle a_q^2 \rangle \left[1 - f_q \left(\frac{R'}{R} \right) \right], \quad (29)$$

где $\langle a_q^2 \rangle$ – дисперсия коэффициентов Цернике, не зависящая от объекта:

$$\langle a_q^2 \rangle = \beta_q \left(\frac{2R}{r_0} \right)^{5/3}; \quad (30)$$

β_q – числовой коэффициент, величина которого определяется спектром турбулентности. Функция

$$f_q \left(\frac{R'}{R} \right) = \frac{1}{4S'} \int_{4S'} K_q(\mathbf{s}) d^2\mathbf{s}, \quad S' = \pi R'^2, \quad (31)$$

представляет собой усредненную по кругу корреляционную функцию коэффициентов Цернике. Заметим, что

$$0 < f_q \left(\frac{R'}{R} \right) < 1, \quad (32)$$

Поэтому

$$0 < \sigma_q^2 < \langle a_q^2 \rangle. \quad (33)$$

Проведя усреднение, получим выражение для f_q :

$$f_q \left(\frac{R'}{R}, \frac{L_0}{R} \right) = \left(\frac{2R}{r_0} \right)^{5/3} \frac{1}{\langle a_q^2 \rangle} 0,046 4\pi^{8/3} (n+1) \int_0^\infty x^{-14/3} J_{n+1}^2(x) \int_0^1 y^{5/3} \left[1 + \left(\frac{2\pi y}{x} \left(\frac{L_0}{R} \right)^{-1} \right)^2 \right]^{-11/6} \times \\ \times \left[J_0 \left(2 \frac{1-y}{y} x \frac{R'}{R} \right) + J_2 \left(2 \frac{1-y}{y} x \frac{R'}{R} \right) \right] dy dx. \quad (34)$$

Обратим внимание, что при усреднении по centrosимметричной области пропала зависимость от индекса азимутальной составляющей m и четности l ($q = (n, m, l)$ – индексы церниковской моды). Это значит, что усредненные по круговой области корреляционные функции для мод с одинаковым радиальным числом n совпадают. Колмогоровский спектр соответствует случаю $(L_0/R)^{-1} = 0$. На рис. 2 представлены графики $f_q(R'/R, L_0/R)$ для колмогоровского спектра при $n = 1, 2, 3, 4$. Чем выше номер аберрации, тем быстрее спадает соответствующая корреляционная функция с увеличением радиуса изображаемой области. Следовательно, размер области, для которой имеет смысл корректировать мелкомасштабные аберрации, меньше, чем для аберраций низкого порядка.

Для усредненных по кругу корреляционных функций в случае колмогоровского спектра были получены приближенные формулы при больших размерах областей ($R'/R > 10$). В этом диапазоне значений аргумента аппроксимация гиперболой вида $f_q(R'/R, \infty) \approx \alpha_n (R'/R)^{-Bn}$ дала следующие результаты:

$$f_1(x) \approx 1,33/\sqrt[3]{x}, \quad f_2(x) \approx 1,32/x, \quad f_3(x) \approx 0,76/x, \quad f_4(x) \approx 0,54/x, \quad x = R'/R. \quad (35)$$

Эти формулы подтверждают сделанные выводы. Коэффициенты α_n спадают с ростом n . Асимптотики корреляционных функций для наклонов ($n = 1$) отличаются от остальных.

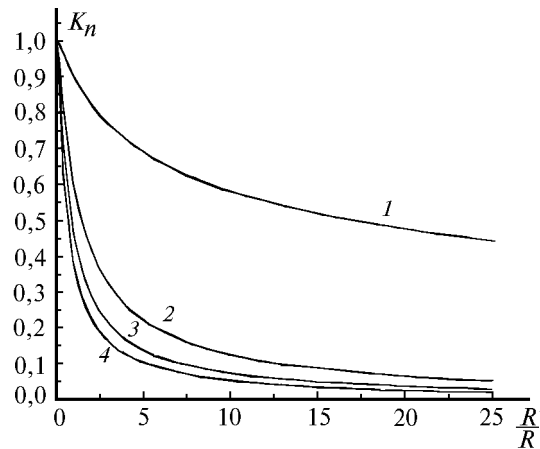


Рис. 2. Усредненные корреляционные функции для различных aberrаций при колмогоровском спектре турбулентности. 1 – $n = 1$, 2 – $n = 2$, 3 – $n = 3$, 4 – $n = 4$

На рис. 3 представлены корреляционные функции наклонов для кармановского спектра при различных величинах внешнего масштаба. На aberrации более высокого порядка внешний масштаб в области величин ($L_0/R \approx 10^2 \div 10^3$) не оказывает существенного влияния. Как самые крупномасштабные aberrации наклоны наиболее чувствительны к изменению внешнего масштаба турбулентности.

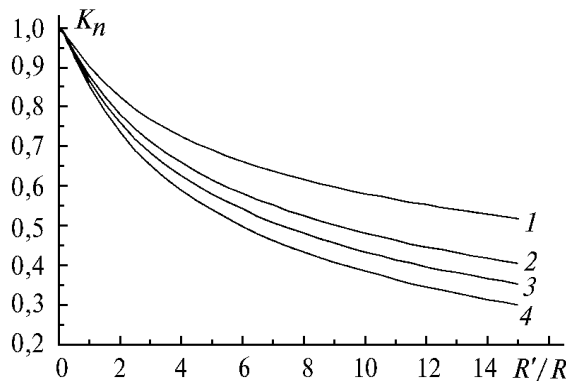


Рис. 3. Усредненные корреляционные функции наклонов при кармановском спектре с различными величинами внешнего масштаба. 1 – $L/R = \infty$, 2 – $L/R = 500$, 3 – $L/R = 200$, 4 – $L/R = 100$

Полную остаточную ошибку коррекции круговой области, когда N низших aberrаций скорректировано по описанному выше алгоритму, можно представить в следующем виде:

$$\sigma_N^2 \left(\frac{R'}{R} \right) = \sum_{q=1}^{\infty} \langle a_q^2 \rangle - \sum_{q=1}^N \langle a_q^2 \rangle + \sum_{q=1}^N \langle a_q^2 \rangle \left(1 - f_q \left(\frac{R'}{R} \right) \right). \quad (36)$$

На рис. 4 приведена величина σ_N^2 в зависимости от числа скорректированных мод при различных размерах области. Ошибка отложена в единицах $Q = (2R/r_0)^{5/3}$, где r_0 – фридовский радиус для плоской волны. При $R' = 0$ точки на графике совпадают с известными величинами для остаточной ошибки коррекции плоского волнового фронта [6] с учетом коэффициента $\frac{3}{8}$.

Коэффициент возникает из-за того, что объект находится на конечном расстоянии от системы и поэтому идущие от него волны являются сферическими. При $R' = 0$ и $N = 21$ величина ошибки составляет $0,01Q$. Это значение можно считать предельной точностью коррекции. Для малых объектов ($R' \leq 0,25R$) величина остаточной ошибки практически не отличается от ее значе-

ния при $R' = 0$. Разница не превышает $0,01Q$. Такие объекты можно рассматривать как точечные. При увеличении размера объекта коррекция высоких aberrаций постепенно становится неэффективной, т.к. она практически не меняет величину полной остаточной ошибки. Например, для $R' \geq 2R$ коррекция aberrаций с радиальным числом $n = 3$ уменьшает ошибку на величину порядка $0,001Q$, что в 10 раз меньше предельной точности коррекции. Для $R' \geq 5R$ по тому же критерию не имеет смысла компенсировать aberrации выше наклонов: для таких областей вклад коррекции астигматизмов и дефокусировки в общую ошибку не превышает $0,001Q$.

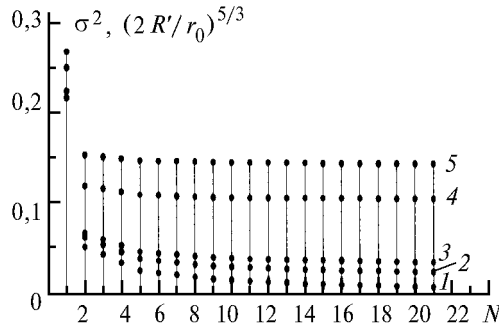


Рис. 4. Остаточная ошибка коррекции в зависимости от числа скорректированных мод N при различных размерах области R' . 1 – $R' = 0$, 2 – $R' = 0,25R$, 3 – $R' = 0,5R$, 4 – $R' = 2,5R$, 5 – $R' = 5R$

Чтобы проследить зависимость полной среднеквадратической ошибки (36) от величины радиуса апертуры, запишем ее в следующем виде:

$$\sigma_N^2 = \left(\frac{2R'}{r_0}\right)^{5/3} \left\{ \left(\frac{R}{R'}\right)^{5/3} \sum_{q=1}^N \beta_q \left(1 - f_q\left(\frac{R'}{R}\right)\right) + \left(\frac{R}{R'}\right)^{5/3} \sum_{q=N+1}^{\infty} \beta_q \right\}, \quad (37)$$

где дисперсия представлена в форме, явно содержащей зависимость от радиуса апертуры:

$$\langle a_q^2 \rangle = (2R'/r_0)^{5/3} (R/R')^{5/3} \beta_q. \quad (38)$$

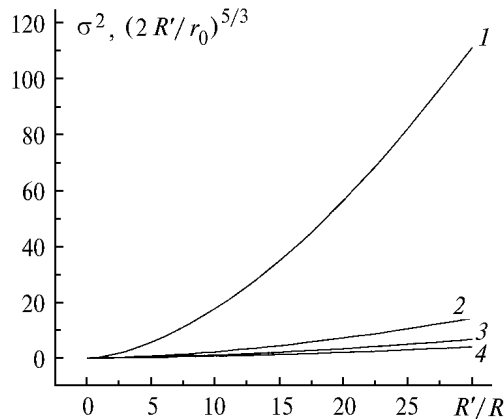


Рис. 5. Суммарная остаточная ошибка в зависимости от радиуса апертуры, отнесенного к радиусу области R/R' , при различном числе скорректированных мод: 1 – без коррекции, 2 – скорректированы для наклона, 3 – наклоны, дефокусировка и два астигматизма, 4 – все aberrации с радиальным числом $n = 1, 2, 3$

На рис. 5 представлена величина ошибки как функция параметра (R/R') в единицах $(2R'/r_0)^{5/3}$ при различном числе скорректированных мод. Кривая $N = 0$ соответствует отсутствию коррекции, $N = 2$ – случаю, когда скорректированы наклоны, $N = 5$ – наклоны и все aberrации с радиальным числом $n = 2$ (дефокусировка и астигматизмы), $N = 9$ – все моды с $n = 1, 2, 3$.

5. Заключение

Для использования потенциальных возможностей адаптивной коррекции при изображении протяженного объекта предложен модифицированный алгоритм управления фазовым

корректором. Величина управляющих параметров выбирается с учетом искажения волн от всех точек объекта. Остаточная ошибка коррекции отдельной аберрации выражается через корреляционную функцию коэффициентов Цернике, соответствующую двум различным точкам на объекте, усредненную по изображаемой области. Ошибка монотонно возрастает при увеличении размера области.

На основе теории распространения света через искажающую среду выведено интегральное выражение, связывающее усредненную корреляционную функцию коэффициентов аберраций со спектром оптической турбулентности. Усредненные корреляционные функции для мелкомасштабных аберраций спадают с ростом размера области быстрее, чем для крупномасштабных. Следовательно, при модальной коррекции компенсировать высокие аберрации целесообразно для областей небольших размеров. Для областей, превышающих радиус апертуры более чем в 5 раз, имеет смысл корректировать только наклоны. Расчет корреляционных функций проводился для кармановского спектра при различных величинах внешнего масштаба. Внешний масштаб заметно влияет на поведение корреляционной функции для наклонов. Для аберрации более высокого порядка влияние внешнего масштаба турбулентности несущественно.

1. Лукин В. П. Атмосферная адаптивная оптика. Новосибирск: Наука, 1986. 176 с.
2. Fried D. L. // J. Opt. Soc. Am. A. 1982. V. 72. P. 52–61.
3. Tyler G. A. // J. Opt. Soc. Am. A. 1994. V. 1. P. 409–424.
4. Hu P. H., Stone J. and Stanly T. // J. Opt. Soc. Am. 1989. V. 6. P. 1595–1608.
5. Hu P. H., Stone J. and Stanly T. // J. Opt. Soc. Am. 1994. V. 11. P. 347–357.
6. No11 R. J. // J. Opt. Soc. Am. 1976. V. 66. P. 207–211.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Международный лазерный центр

Поступила в редакцию
27 июня 1996 г.

V. I. Shmalhausen, N. A. Yaitskova. Correction Error in Extended Objects Imaging through Turbulent Atmosphere.

The effect of anisoplanatism on the performance of adaptive optics system for imaging of extended objects through atmospheric turbulence has been studied. The main attention was paid to the estimation of the residual error caused by the anisoplanatism alone. A method of uniform compensation minimizing the residual error of correction was suggested. The effect of different aberrations was evaluated by expansion the phase distortions using Zernike polynomials. An analytical method for evaluating the system performance for an arbitrary turbulence spectrum was developed. The numerical calculations were made for a circular extended area on the object using Gauss quadratures. The result for the Karman spectrum with different values of external scale and Kholmogorov one are presented.