

В.П. Лукин, Б.В. Фортес

О ВЛИЯНИИ ДИСЛОКАЦИЙ ВОЛНОВОГО ФРОНТА НА НЕСТАБИЛЬНОСТЬ ФАЗОВОГО СОПРЯЖЕНИЯ ПРИ КОМПЕНСАЦИИ ТЕПЛООВОГО САМОВОЗДЕЙСТВИЯ

Исследуется влияние дислокаций волнового фронта независимого опорного пучка на эффективность компенсации теплового самовоздействия на однородной горизонтальной трассе. Обсуждаются особенности численного моделирования адаптивных оптических систем при наличии дислокаций в опорной волне. Обнаружена связь между колебаниями параметров скорректированного пучка и периодическим возникновением дислокаций в опорной волне при точном сопряжении фазы. При моделировании адаптивной системы с гартмановским датчиком волнового фронта и модальным алгоритмом оценивания фазы колебательный режим не наблюдался, при этом исключение квадратичных aberrаций из контура адаптивного управления заметно повышало эффективность фазовой коррекции теплового самовоздействия.

Проблема уменьшения влияния тепловых искажений [1] на фокусировку мощных пучков путем управления формой волнового фронта (ВФ) на излучающей апертуре оптической системы является одной из наиболее интересных областей применения адаптивной оптики. Известные способы фазового управления можно представить в виде трех групп: 1) априорное (программное) управление [2, 3]; 2) максимизация критерия фокусировки [4]; 3) фазовое сопряжение [5, 6, 7].

Настоящая статья посвящена применению метода фазового сопряжения (ФС) для компенсации теплового самовоздействия. Эта задача рассматривалась ранее в ряде работ различных авторов [5–12], и результаты этих работ свидетельствуют о том, что применение ФС для коррекции нелинейных искажений мощных пучков имеет ряд специфических особенностей. В их числе – различного типа неустойчивости. На однородных (горизонтальных) трассах неустойчивость проявляется в виде колебаний параметров корректируемого и опорного пучков [7], а на вертикальных трассах развивается мелкомасштабная неустойчивость [8 – 12].

В вышеупомянутых работах полагалось, что волновой фронт опорного излучения определен во всех точках апертуры адаптивной системы и может быть измерен и воспроизведен с произвольной точностью посредством неких идеальных датчика и корректора волнового фронта. В то же время в работе [13] было показано, что при сильных искажениях оптической волны возможно возникновение особых точек, в которых интенсивность равна нулю, а волновой фронт имеет особенности (сингулярности) в виде винтовых дислокаций и представляет собой многолистную поверхность. Эта гипотеза нашла подтверждение как в лабораторном [14], так и в численном экспериментах [15]. В статьях, посвященных проблеме дислокаций, отмечается, что их появление может существенно сказываться на работе адаптивных оптических систем. Однако до настоящего времени отсутствуют исследования, которые позволили бы понять, как будет работать адаптивная система в таких условиях. Целью нашей работы было исследование влияния дислокаций на эффективность фазового сопряжения при компенсации нестационарного теплового самовоздействия непрерывного излучения.

Модель распространения

Распространение монохроматического линейно-поляризованного параксиального пучка в оптически-неоднородной среде описывается параболическим волновым уравнением для медленной компоненты его комплексной амплитуды $\mathbf{E} = \mathbf{e}_z E \exp(i\omega t - ikz)$ [16]:

$$2 i k \frac{\partial E}{\partial z} = \nabla_{\perp}^2 E + k^2(n^2 - n_0^2) E, \quad (1)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; $\omega = c/\lambda$ – частота электромагнитных колебаний; λ – длина волны; $\nabla_{\perp}^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ – поперечный лапласиан; \mathbf{e}_E – вектор поляризации электрического поля \mathbf{E} ; $n(x, y, z)$ – показатель преломления. Граничные условия для комплексной амплитуды задаются в виде

$$E(\mathbf{r}, 0, t) = A(\mathbf{r}) \exp(i \varphi(\mathbf{r}, t)), \quad \mathbf{r} = (x, y), \quad (2)$$

где $A(x, y)$ – распределение амплитуды в сечении пучка в плоскости излучающей апертуры; φ – его фаза. Для рассматриваемого здесь непрерывного гауссова фокусированного пучка

$$A(\mathbf{r}) = A_0 \exp(-r^2 / 2 a_0^2); \quad \varphi(\mathbf{r}, t) = k r^2 / 2 f + \Phi(\mathbf{r}, t), \quad (3)$$

где a_0 – радиус пучка по уровню интенсивности $1/e$; f – фокусное расстояние; $\Phi(\mathbf{r}, t)$ – фазовая коррекция; A_0 – амплитуда на оси пучка.

Поле показателя преломления в канале мощного пучка в изобарическом приближении определяется распределением температуры в его сечении, которое описывается нестационарным уравнением вынужденного теплопереноса для поля температуры T [1]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{V}_{\perp} \nabla_{\perp} T = \frac{\alpha}{\rho C_p} W(\mathbf{r}, z, t); \quad T(\mathbf{r}, z, t = 0) = T_0, \quad (4)$$

где $W = \mathbf{E} \mathbf{E}^* \cdot 8\pi/cn_0$ – интенсивность пучка; $\mathbf{V}_{\perp} = (V_x, V_y)$ – поперечная составляющая скорости ветра; α – коэффициент поглощения; ρ – плотность; C_p – теплоемкость при постоянном давлении.

При малых изменениях температуры среды связь между температурой и показателем преломления можно считать линейной: $n - n_0 \approx n'_T(T - T_0)$. Полагая $n_0 \approx 1$, после подстановки в (1) имеем

$$2 i k \frac{\partial E}{\partial z} = \nabla_{\perp}^2 E + 2 k^2 n'_T (T - T_0) E. \quad (5)$$

Таким образом, нестационарное тепловое самовоздействие описывается системой уравнений (4), (5) совместно с граничным условием (3).

Опорной волной в АОС может служить как отраженное (или рассеянное) излучение, так и независимый источник. Здесь мы рассматриваем только случай независимого когерентного опорного пучка, распространяющегося навстречу корректируемому по той же трассе. Такая АОС реализована, например, в лабораторном эксперименте [9]. Распространение комплексной амплитуды опорного пучка $\mathbf{U} = \mathbf{e}_U U \exp(i\omega t + i k z)$ описывается волновым уравнением

$$-2 i k \frac{\partial U}{\partial z} = \nabla_{\perp}^2 U + 2 k^2 n'_T (T - T_0) U. \quad (6)$$

Граничные условия задавались таким образом, чтобы в отсутствие искажений комплексные амплитуды мощного и опорного пучков были сопряжены в плоскости $z = 0$. Для этого их комплексные амплитуды должны быть сопряженными и в плоскости $z = f$, т.е.

$$U(\mathbf{r}, f) = E_0^*(\mathbf{r}, f), \quad (7)$$

где $E_0(\mathbf{r}, f)$ – решение уравнения (5) при $T \equiv T_0$ с граничными условиями (3) при $\Phi \equiv 0$.

Для численного решения уравнений, описывающих распространение опорного и мощного пучков, использовался метод расщепления [7, 17, 18] с симметризованным оператором расщепления. При этом все поля представляются на трехмерной сетке размерностью $(N_{\perp}, N_{\perp}, N_z)$:

$$\begin{aligned}
E_{I,J}(z_K) &= E(x_I, y_J, z_K) = E(\mathbf{r}_{I,J}, z_K); \\
x_I &= h_{\perp} (I - I_0); \quad I = 1, 2, \dots, N_{\perp}; \\
y_J &= h_{\perp} (J - J_0); \quad J = 1, 2, \dots, N_{\perp}; \\
z_K &= h_z (K - 1/2); \quad K = 1, 2, \dots, N_z,
\end{aligned} \tag{8}$$

где (I_0, J_0) – значения индексов, соответствующие началу координат; (h_x, h_y, h_z) – расстояния между узлами сетки. Результаты расчетов, приводимые ниже, были получены при $N_{\perp} = 64$, $h_{\perp} = a_0/8$, $N_z = 16$, $h_z = f/16$.

Метод фазового сопряжения

Метод фазового сопряжения является частным случаем более общего метода обращения волнового фронта (ОВФ), основанного на обратимости уравнений электродинамики. Применительно к используемой здесь математической модели обратимость уравнения распространения означает, что если комплексные амплитуды E и U сопряжены в плоскости $z = 0$, то они сопряжены и в фокальной плоскости $z = f$, и наоборот:

$$E(\mathbf{r}, 0) = U^*(\mathbf{r}, 0) \Leftrightarrow E(\mathbf{r}, f) = U^*(\mathbf{r}, f). \tag{9}$$

Вследствие технических трудностей, возникающих при управлении амплитудой волны, в АОС обычно ограничиваются управлением фазой, т.е. используют метод фазового сопряжения:

$$\text{Arg}(E(\mathbf{r}, z = 0)) = \text{Arg}(U^*(\mathbf{r}, z = 0)) - \text{Arg}(U(\mathbf{r}, z = 0)). \tag{10}$$

Если распределения модулей амплитуд опорного и корректируемого полей близки

$$A(\mathbf{r}) = |E(\mathbf{r}, 0)| \approx |U(\mathbf{r}, 0)|, \tag{11}$$

(или отличаются постоянным множителем), то можно надеяться на высокую эффективность такого чисто фазового управления. Граничное условие для корректируемого пучка принимает вид

$$E(\mathbf{r}, 0) = A(\mathbf{r}) \exp(-i \text{Arg}(U(\mathbf{r}, 0))), \tag{12}$$

или

$$E(\mathbf{r}, 0) = A(\mathbf{r}) \exp(-i \arg(U(\mathbf{r}, 0))). \tag{13}$$

Математическая формулировка метода ФС (12) имеет две особенности. Во-первых, аргумент комплексного числа определен с точностью до $2\pi m$, $m = \pm 1, \pm 2, \dots$, во-вторых, аргумент нулевого комплексного числа неопределен.

Если при численном моделировании АОС скорректированное поле определяется через главное значение аргумента комплексной амплитуды опорной волны (13), то первая особенность несущественна. Однако при моделировании корректора ВФ для вычисления аппроксимации требуемой поверхности нужна неусеченная фаза, в то время как главное значение аргумента ограничено диапазоном $[-\pi, +\pi]$. Для получения неусеченной фазы нужно выполнить операцию «сшивки фазы». Обычно для этого вычисляются разности фаз и затем решается задача восстановления функции по значениям ее первых разностей в двух направлениях. При численном моделировании разность фаз между двумя соседними узлами сетки определяется следующим образом:

$$\begin{aligned}
\Delta_{I,J}^x &= \text{Arg}(U_{I+1,J}) - \text{Arg}(U_{I,J}) = \arg(U_{I+1,J}) + 2\pi m_{I+1,J} - \arg(U_{I,J}) - 2\pi m_{I,J} = \arg(U_{I+1,J}) - \arg(U_{I,J}) + 2\pi k_{I,J}^x, \\
|k_{I,J}^x| &\leq 1;
\end{aligned} \tag{14}$$

и аналогично $\Delta_{I,J}^y$. Значения $k_{I,J}^x, k_{I,J}^y \in \{-1, 0, +1\}$ определяется из условия $|\Delta_{I,J}^x| \leq \pi, |\Delta_{I,J}^y| \leq \pi$ [15]. Эквивалентным образом разности фаз могут быть определены как

$$\begin{aligned}\Delta_{l,j}^x &= \arg(U_{l+1,j} U_{l,j}^*); \\ \Delta_{l,j}^y &= \arg(U_{l,j+1} U_{l,j}^*).\end{aligned}\quad (15)$$

Задача восстановления неусеченной фазы из ее разностей, вычисленных из комплексной амплитуды в узлах расчетной сетки, математически эквивалентна задаче восстановления фазы из разностей фаз, полученных из данных интерферометрического датчика или оцененных по локальным наклонам, измеренным гартмановским датчиком. Поскольку число значений разностей вдвое превышает число точек, в которых требуется получить значение фазы, такая задача является избыточной и обычно накладываются дополнительные условия: минимизация квадратичной невязки [19]

$$\sum_{l,j} [(\phi_{l+1,j} - \phi_{l,j}) - \Delta_{l,j}^x]^2 + [(\phi_{l,j+1} - \phi_{l,j}) - \Delta_{l,j}^y]^2 \rightarrow \min \quad (16)$$

или минимизация интегральной дисперсии ошибки оценивания [20]

$$\langle \sum_{l,j} (\phi_{l,j} - \hat{\phi}_{l,j})^2 \rangle \rightarrow \min. \quad (17)$$

Здесь угловые скобки означают статистическое усреднение, $\phi_{l,j}$ – искомая оценка фазы, $\hat{\phi}_{l,j}$ – ее точное значение. В обоих случаях задача сводится к решению системы линейных уравнений следующего вида:

$$\phi_{l+1,j} + \phi_{l-1,j} + \phi_{l,j+1} + \phi_{l,j-1} - 4\phi_{l,j} = \Delta_{l,j}^x + \Delta_{l,j}^y - \Delta_{l-1,j}^x - \Delta_{l,j-1}^y. \quad (18)$$

Когда разности заданы на равномерной сетке, для решения этой задачи можно применить метод дискретного преобразования Фурье (ДПФ) и алгоритм быстрого преобразования Фурье (БПФ) [21, 22], если число узлов сетки удовлетворяет соответствующим требованиям. Решение системы уравнений (18) с точностью до константы восстанавливает аргумент комплексной амплитуды

$$\text{Arg}(U_{l,j}) = \phi_{l,j} + C; \quad U_{l,j} = |U_{l,j}| \exp[i(\phi_{l,j} + C)] \quad (19)$$

и точно соответствует исходным значениям разностей:

$$\phi_{l+1,j} - \phi_{l,j} = \Delta_{l,j}^x, \quad \phi_{l,j+1} - \phi_{l,j} = \Delta_{l,j}^y \quad (20)$$

если поле U не имеет нулей в рассматриваемой области.

Винтовые дислокации волнового фронта

В точках, где комплексная амплитуда (КА) оптической волны точно равна нулю, ее аргумент не определен. Если рассматриваемая точка лежит на пересечении линий, на которых вещественная и мнимая части КА меняют знак, эта точка является центром винтовой дислокации волнового фронта. Существование дислокаций было предсказано теоретически [13] и подтверждается результатами лабораторных [14] и численного [15] экспериментов.

Рассмотрим векторное поле $\mathbf{g} = (g_x, g_y)$, определенное следующим образом:

$$g_x(x, y) = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta x} \arg \left[U \left(x + \frac{\Delta x}{2}, y \right) U^* \left(x - \frac{\Delta x}{2}, y \right) \right]; \quad (21)$$

$$g_y(x, y) = \lim_{\Delta y \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta y} \arg \left[U \left(x, y + \frac{\Delta y}{2} \right) U^* \left(x, y - \frac{\Delta y}{2} \right) \right].$$

По смыслу определения поле $\mathbf{g}(\mathbf{r})$ есть градиент фазы оптической волны и действительно является таковым, если $U(\mathbf{r})$ нигде не обращается в нуль:

$$|U(\mathbf{r})| \neq 0 \Rightarrow \mathbf{g} = \nabla \text{Arg} (U(\mathbf{r})). \quad (22)$$

При наличии дислокаций поле \mathbf{g} имеет особенности и перестает быть чисто потенциальным полем, а контурный интеграл

$$\oint_c \mathbf{g} d\mathbf{r} = \pm 2\pi (N_+ - N_-) \quad (23)$$

определяется числом дислокаций, закрученных в положительном N_+ и отрицательном N_- направлениях, находящихся внутри этого контура [13, 14]. При этом разность фаз, выраженная через контурный интеграл

$$\phi(\mathbf{r}_2) - \phi(\mathbf{r}_1) = \int_{\mathbf{r}_1}^{\mathbf{r}_2} \mathbf{g} d\mathbf{r}, \quad (24)$$

зависит от пути интегрирования, а уравнение

$$\nabla \phi = \mathbf{g} \quad (25)$$

не имеет решения.

Известно, что любое векторное поле \mathbf{g} может быть представлено в виде суммы безвихревой \mathbf{g}_1 и соленоидальной \mathbf{g}_2 компонент:

$$\mathbf{g} = \mathbf{g}_1 + \mathbf{g}_2, \quad (26)$$

причем соленоидальная компонента может быть исключена применением оператора дивергенции [22,23,24], так что решение уравнения Пуассона

$$\nabla^2 \phi = \text{div} \mathbf{g} = \text{div} \mathbf{g}_1 \quad (27)$$

соответствует потенциальной части исходного поля \mathbf{g} :

$$\nabla \phi = \mathbf{g}_1. \quad (28)$$

Поскольку система линейных уравнений (18) есть конечно-разностное представление уравнения Пуассона (27), то алгоритм восстановления, решающий систему линейных уравнений (18), «фильтрует» дислокации волнового фронта, сглаживая оценку фазы оптической волны.

Ряд результатов по численному моделированию фазового сопряжения был получен на основе граничного условия точного сопряжения фазы:

$$E_{i,j}(0) = A_{i,j} \exp [i \arg (U_{i,j}(0))]. \quad (29)$$

Как правило, дислокации не попадают точно в узлы сетки, и граничное условие (29) корректно. Однако соответствующее аналитическое граничное условие

$$E(\mathbf{r}, 0) = A(\mathbf{r}) \exp [i \arg (U(\mathbf{r}, 0))] \quad (30)$$

не определено в точках, где $U(\mathbf{r}, 0) = 0$. Когда в этих же точках $A(\mathbf{r}) \neq 0$, непрерывность поля $E(\mathbf{r}, 0)$ нарушается и оно становится недифференцируемым. Хотя сеточное граничное условие (29) можно рассматривать и как результат применения корректора с размером элемента, равным расстоянию между узлами сетки, при интерпретации результатов численного эксперимента следует проявлять осторожность, поскольку соответствующее аналитическое граничное условие (30) некорректно.

Чтобы понять, как проявляется специфичность граничного условия типа (29) при появлении дислокаций в опорном пучке, был проведен численный эксперимент, в котором рассчитывалась дифракция пучка с гауссовым профилем интенсивности с граничным условием вида

$$E(\mathbf{r}, 0) = A(\mathbf{r}) \exp [i \arg (x + i y)]. \quad (31)$$

Как известно [13], поле

$$U(\mathbf{r}, z) = e^{i\gamma} (B_x x + i B_y y), \quad (32)$$

где γ, B_x, B_y – вещественные константы, удовлетворяет параболическому волновому уравнению в вакууме и имеет дислокацию в начале координат. Таким образом, граничное условие (31) описывает поле с дислокацией в точке $\mathbf{r} = 0$, причем интенсивность его везде отлична от нуля.

На рис. 1 изображено сечение распределения интенсивности такого пучка для различных значений $z' = z/z_d$, где $z_d = k a_0^2$ – длина дифракции. В центре пучка формируется провал интенсивности, достигающей практически нулевого значения при $z' = 0,1$. Аналогичный эффект наблюдается при компенсации теплового самовоздействия, когда в опорном пучке возникают дислокации.

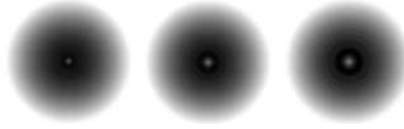


Рис. 1. Сечения интенсивности при дифракции пучка с граничными условиями (31) в вакууме. Слева направо $z'=0,03$, $z'=0,06$, $z'=0,09$

Фазовая коррекция теплового самовоздействия

Проводилось два вида численных экспериментов по применению метода фазового сопряжения для коррекции теплового самовоздействия. В одном случае для корректируемого пучка использовалось граничное условие точного сопряжения (30), а в другом – граничное условие (3), причем фазовая коррекция $\Phi(\mathbf{r}, t)$ получалась в результате моделирования гартмановского датчика [25] и последующего модального оценивания фазы [26, 27] опорного пучка.

В обоих случаях моделировалась «быстрая» адаптивная система, фокусирующая гауссов пучок в плоскость мишени, находящейся на расстоянии $f = \frac{1}{\sqrt{10}} z_d$. При дифракции в вакууме интенсивность в фокусе такой оптической системы точно в 10 раз превышает осевую интенсивность на излучающей апертуре. В фокальной плоскости регистрировалась пиковая интенсивность W_{\max} и мощность излучения P , попадающая в круг радиуса $a_f = a_0 f / z_d$, равного радиусу неискаженного пучка по уровню интенсивности $1/e$. В этот круг попадает около 63% мощности неискаженного пучка. Одновременно регистрировалось появление и координаты дислокаций волнового фронта опорного пучка в плоскости $z = 0$. Для этого в каждом узле сетки, попадающем в круг радиусом $2 a_0$, вычислялась величина

$$\Sigma_{I,J} = \Delta_{I,J}^x + \Delta_{I+1,J}^y - \Delta_{I,J+1}^x - \Delta_{I,J}^y \quad (33)$$

соответствующая интегралу (23) по контуру, образованному четырьмя соседними узлами сетки. Для большинства узлов $\Sigma_{I,J} \cong 0$ с точностью до ошибок арифметических операций. Узлы, для которых $\Sigma_{I,J} \cong \pm 2\pi$, соответствуют контурам, содержащим одну или более дислокаций. Если $|\Sigma_{I,J}| > \pi$, то считалось, что обнаружена дислокация, которой приписывались координаты (x_d, y_d) центра контура:

$$x_d = h_{\perp} (I + 1/2 - I_0), \quad y_d = h_{\perp} (J + 1/2 - J_0). \quad (34)$$

Конечно, такой метод не позволяет обнаружить пару дислокаций разных знаков, попадающих в рассматриваемый контур, но в этом случае они и не оказывают влияние на результат решения задачи распространения.

Рассмотрим результаты моделирования точного сопряжения фазы. На рис. 2 приведены кривые, показывающие зависимость пиковой интенсивности W_{\max} и координаты дислокации x_d от времени t , нормированные следующим образом [7]:

$$t' = \frac{t}{\tau_v}, \quad \tau_v = \frac{2 a_0}{V}; \quad W' = W \frac{2 k^2 \alpha n'_T a_0^3}{\rho C_p V_{\perp} n_0}; \quad P' = P \frac{2 k^2 \alpha n'_T a_0}{\rho C_p V_{\perp} n_0}; \quad x'_d = \frac{x_d}{a_0} \quad (35)$$

(далее штрихи у нормированных величин опущены). Графики приведены для двух значений осевой интенсивности исходного пучка: $W_0 = 16$ и $W_0 = 24$.

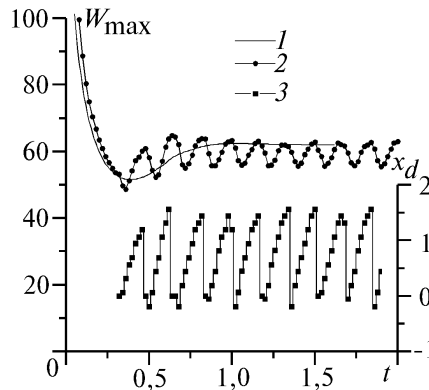


Рис. 2. Динамика пиковой интенсивности $W_{\max}(t)$ скорректированного пучка в фокальной плоскости: 1 – при начальной интенсивности пучка $W_0 = 16$; 2 – $W_0 = 24$; 3 – координата дислокации опорного пучка $x_d(t)$ при $W_0 = 24$

При интенсивности пучка $W_0 = 16$ (кривая 1) дислокации не возникают и параметры пучка выходят на стационарный уровень. При увеличении интенсивности пучка до 24 наблюдаются колебания интенсивности (кривая 2), сопровождающиеся периодическим появлением дислокаций в опорном пучке (кривая 3). Дислокации возникают вблизи оси оптической системы и перемещаются в направлении, совпадающем с направлением ветра $\mathbf{V} = (V_x, 0)$, $V_x > 0$, до тех пор, пока не выходят из зоны регистрации $x_d^2 + y_d^2 \leq (2 a_0)^2$. Увеличение интенсивности до 32 приводило к тому, что новая пара дислокаций возникает до того, как предыдущая выходит из зоны регистрации.

На рис. 3 показано типичное распределение интенсивности корректируемого пучка в сечении $z = f/32$. Два провала интенсивности, перемещающиеся к подветренному краю пучка, соответствуют двум дислокациям в фазе опорного пучка.

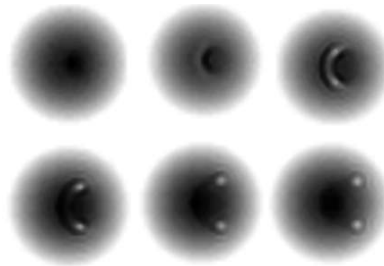


Рис. 3. Распределение интенсивности скорректированного пучка в сечении $z = f/32$ при возникновении дислокаций волнового фронта в опорном пучке. $W_0 = 24$. Первый ряд: $t = 0,50; 0,52; 0,54$; второй ряд $t = 0,56; 0,58; 0,60$

Для того чтобы понять механизм возникновения колебаний, показанных на рис. 2, регистрировалась координата z_{\max} сечения, в котором пиковая интенсивность корректируемого пучка максимальна, т.е. положение перетяжки пучка. На рис. 4 изображена зависимость положения

перетяжки z_{\max} и пиковой интенсивности в ней от времени. При интенсивности $W_0 = 16$ перетяжка пучка постепенно смещается к излучающей апертуре и ее положение стабилизируется на отметке $z_{\max} \approx 0,85 f$. При $W_0 = 24$ перетяжка смещается ближе к излучающей апертуре и ее положение колеблется около точки $z_{\max} \approx 0,4 f$ с амплитудой порядка $\Delta z_{\max} \approx 0,15 f$, причем интенсивность в перетяжке намного превышает начальную интенсивность пучка. Период колебаний положения перетяжки совпадает с периодом появления дислокаций.

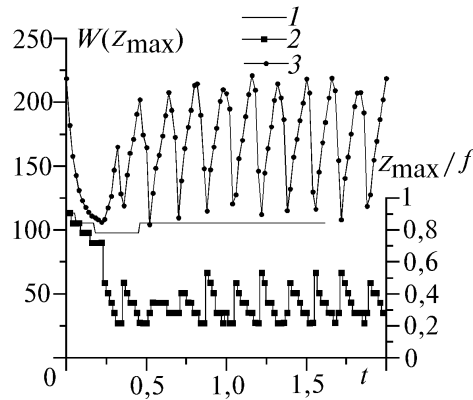


Рис. 4. Динамика положения перетяжки мощного пучка $z_{\max}(t)$. 1 – $W_0 = 16$, 2 – $W_0 = 24$; 3 – пиковая интенсивность в перетяжке для $W_0 = 24$

Этот эффект можно интерпретировать как проявление положительной обратной связи между адаптивной системой и тепловой линзой. В начальной стадии нагрева $t \leq \tau_V$ основной вклад в искажения вносит дефокусировка. Ее компенсация вызывает дополнительную фокусировку мощного пучка и смещение его перетяжки к источнику. Перетяжка становится более узкой, и интенсивность в ней увеличивается, что приводит к увеличению температуры среды в перетяжке пучка и усилению дефокусирующей силы тепловой линзы. В результате происходит дальнейшее смещение перетяжки и так далее.

Смещение тепловой линзы к излучающей апертуре уменьшает «коэффициент обратной связи». В предельном случае, когда сила тепловой линзы сконцентрирована вблизи апертуры АОС и дополнительная фокусировка, вносимая АОС, сразу же компенсируется дефокусирующей тепловой линзой, дальнейшего нарастания дефокусировки опорного и фокусировки мощного пучков не происходит.

Если искажения в перетяжке мощного пучка достигают величины, достаточной для возникновения дислокаций в опорном пучке, информация о дефокусировке, вносимой тепловой линзой, разрушается, не успевая попасть в адаптивную систему, и фокусировка мощного пучка уменьшается, а его перетяжка смещается к мишени. В результате сильная тепловая линза, ставшая причиной возникновения дислокаций, начинает остывать и через некоторое время ослабевает до такого состояния, когда дислокации исчезают и обратная связь восстанавливается. Затем весь цикл повторяется и система переходит в режим автоколебаний, характерный для нелинейных систем с обратной связью.

На следующем этапе работы моделировалась АОС с датчиком Гартмана, состоящем из 16 субапертур, расположенных в четыре ряда. Четыре угловые субапертуры не учитывались, и локальные наклоны оценивались только в 12 субапертурах (рис. 5). Размер апертуры датчика $D = 4 a_0$ соответствует диаметру пучка по уровню интенсивности $1/e^2$. На датчик подавался опорный пучок, прошедший корректирующую и фокусирующую системы:

$$U(\mathbf{r}, 0, t + \Delta t) \exp\left(i \frac{k r^2}{2f} + i \mathbf{F}(\mathbf{r}, t)\right). \quad (36)$$

Фазовая коррекция определялась как сумма полиномов Цернике Z_l

$$\Phi(\mathbf{r}, 0) = 0; \quad (37)$$

$$\Phi(\mathbf{r}, t + \Delta t) = \Phi(\mathbf{r}, t) + \Delta\Phi;$$

$$\Delta\Phi = \sum_{l=2}^{15} c_l(t + \Delta t) Z_l\left(\frac{\mathbf{r}}{2a_0}\right)$$

с весовыми коэффициентами c_l , полученными модальным оцениванием фазы [25, 26, 27] на круге, вписанном в апертуру датчика.

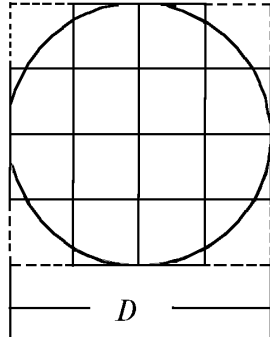


Рис. 5. Конфигурация датчика волнового фронта

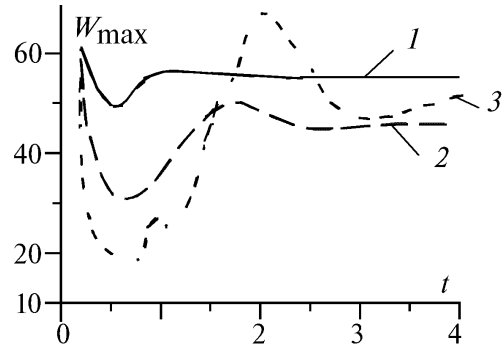


Рис. 6. Динамика пиковой интенсивности $W_{\max}(t)$ в фокусе АОС с гартмановским датчиком. 1 – $W_0 = 16$, 2 – $W_0 = 32$, 3 – $W_0 = 64$

На рис. 6 изображена динамика пиковой интенсивности в фокальной плоскости на мишени для трех значений начальной интенсивности пучка. Во всех трех случаях колебания отсутствуют, т.е. применение гартмановского датчика с модальным оцениванием демпфирует колебания или, по крайней мере, повышает порог их возникновения. Тем не менее дислокации в опорном пучке возникают. Оказалось, что в фокусе субапертуры датчика, в которую попадает дислокация, наблюдается два фокальных пятна, каждое из которых имеет дифракционный размер (рис. 7). В отличие от АОС с точным сопряжением фазы положение дислокаций осталось относительно стабильным.



Рис. 7. Динамика распределения интенсивности в фокусе субапертуры гартмановского датчика при появлении дислокации в опорном пучке

Поскольку фазовая коррекция определяется теперь через взвешенную сумму полиномов Цернике, возникает возможность непосредственно управлять абберрационным спектром фазовой коррекции. Проведенные выше рассуждения позволяют предположить, что положительная обратная связь между адаптивной системой и тепловой линзой замыкается в основном через управление квадратичными абберрациями. Причем такая обратная связь оказывает отрицательное воздействие на эффективность коррекции. Кроме того, известно, что при тепловом самовоздействии оптимальное фокусное расстояние больше [7], чем в вакууме, в то время как адаптивная коррекция уменьшает фокусное расстояние системы, пытаясь скомпенсировать влияние тепловой линзы. Первое, что можно предложить для уменьшения вредного влияния этого эффекта, – полностью исключить управление фокусировкой:

$$\Delta\Phi = \sum_{l=2}^{15} (1 - \delta_{l,4}) c_l(t + \Delta t) Z_l\left(\frac{\mathbf{r}}{2a_0}\right), \quad \delta_{lm} = \begin{cases} 0, & l \neq m, \\ 1, & l = m. \end{cases} \quad (38)$$

Оказалось, что и отключение управления по астигматизму

$$\Delta\Phi = \sum_{l=2}^{15} (1 - \delta_{l,4}) (1 - \delta_{l,5}) (1 - \delta_{l,6}) c_l Z_l \quad (39)$$

дает дополнительное увеличение эффективности коррекции. Поскольку кроме квадратичных aberrаций значительный вклад вносит наклон и кома, коррекция по формуле (39) приводит, в основном, к нацеливанию пучка и распрямлению характерного «серпа», обусловленного комой.

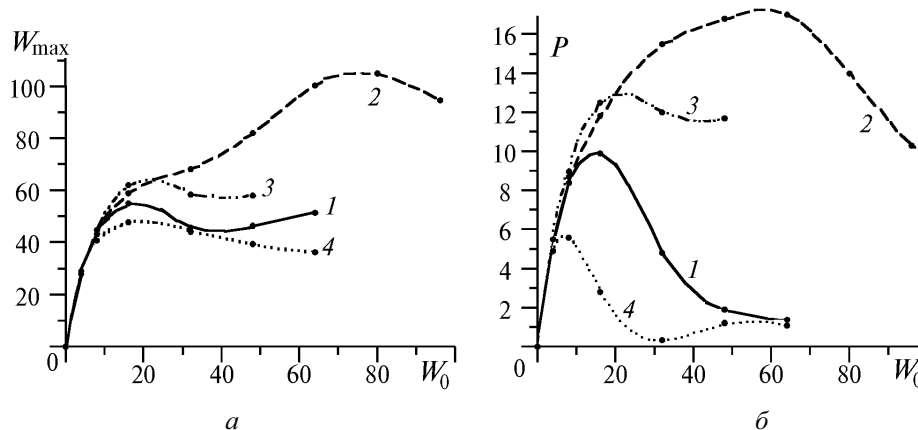


Рис. 8. Зависимость пиковой интенсивности W_{\max} (а) и мощности на мишени P (б) от начальной интенсивности пучка W_0 для различных вариантов АОС. 1 – АОС с гартмановским датчиком (37), 2 – АОС с гартмановским датчиком (39), 3 – точное ФС, 4 – без коррекции

На рис. 8 показаны установившиеся значения параметров скорректированного пучка в зависимости от начальной интенсивности при коррекции по формуле (37) (кривая 1) и по формуле (39) (кривая 2), т.е. без управления общей фокусировкой пучка и астигматизмом. Кривая 3 на этом рисунке соответствует точному сопряжению фазы (граничное условие (29)), а кривая (4) – системе без коррекции. Данные для точного фазового сопряжения получены усреднением по времени соответствующих мгновенных значений.

Видно, что эффективность коррекции по формуле (37) несколько ниже, чем эффективность точного фазового сопряжения, в то время как коррекция по формуле (39) (с отключением управления по квадратичным aberrациям) более эффективна, чем точное фазовое сопряжение, начиная с мощности, при которой возникают дислокации и автоколебательный режим ($W_0 \approx 20 \div 24$). В сочетании с оптимизацией начальной интенсивности пучка коррекция по формуле (39) дает выигрыш по пиковой интенсивности в фокальной плоскости более чем в 2 раза по сравнению с системой без коррекции и примерно в 1,5 раза по сравнению с точным фазовым сопряжением, а выигрыш по мощности P составляет соответственно 3 и 1,5 раза.

Конечно, выключение управления по квадратичным aberrациям будет давать выигрыш не во всех ситуациях. Для пучков с негауссовым профилем интенсивности и для вертикальной трассы или при сканировании пучком результаты могут быть иными. В частности, для вертикальной трассы более типична мелкомасштабная нестабильность, для подавления которой следует исключать мелкомасштабную часть фазы опорного пучка [8].

Заключение

Рассматривалась задача компенсации нестационарного теплового самовоздействия методом фазового сопряжения. Анализ данных численного эксперимента показал, что возникновение незатухающих автоколебаний в адаптивной системе связано с появлением дислокаций в опорном пучке.

Использование гартмановского датчика с низким пространственным разрешением и модальным оцениванием фазы приводит к сглаживанию оценки фазы и демпфирует колебания в АОС.

Адаптивная компенсация дефокусировки и астигматизма приводит к смещению перетяжки пучка к источнику и возникновению сильной тепловой линзы. Отключение управления по

квадратичным аберрациям ослабляет этот эффект и увеличивает эффективность коррекции теплового самовоздействия на однородной трассе.

1. Смит Д. К. // ТИИЭР. 1977. Т. 65. N 12. С. 59–103.
2. Bradley L. C., Herrmann J. // Appl. Opt. 1974. V. 13. N 2. P. 331–334.
3. Fleck J. A., Morris J. R. // Appl. Opt. 1978. V. 17. N 16. P. 2575–2579.
4. Primmerman C. A., Fouche D. G. // Appl. Opt. 1976. V. 15. N 4. P. 990–995.
5. Herrmann J. // J. Opt. Soc. Am. 1977. V. 67. N 3. P. 290–295.
6. Воронцов М. А. // Квантовая электроника. 1979. Т. 6. N 10. С. 2078–2083.
7. Зуев В. Е., Коняев П. А., Лукин В. П. // Изв. вузов. Физика. 1985. Т. XXVIII. N 11. С. 6–29.
8. Дмитриев В. Л., Мишукова А. А., Лукин В. П., Сычев В. В. // Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. N 12. С. 1269–1272.
9. Johnson B., Primmerman C. // Opt. Lett. 1989. V. 14. N 12. P. 639–641.
10. Karr T. J. // Proc. SPIE. 1989. V. 1060. P. 120–128.
11. Schonfeld J. F. // J. Opt. Soc. Am. B. 1992. V. 9. N 10. P. 1803–1812.
12. Коняев П. А. // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. N 12. С. 1261–1268.
13. Баранова Н. В., Зельдович Б. Я. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. С. 1789–1797.
14. Baranova N. V., Mamaev A. V., Pilipetsky N. F., Shkunov V. V., Zel'dovich B. Ya. // J. Opt. Soc. Am. 1983. V. 73. N 5. P. 525–528.
15. Fried D. L., Vaughn J. L. // Appl. Opt. 1992. V. 31. N 15. P. 2865–2882.
16. Уолш Дж., Ульрих П. // Распространение лазерного пучка в атмосфере / Под ред. Д. Стробена. М.: Мир, 1981.
17. Fleck J. A., Morris J. R., Feit M. D. // Appl. Phys. 1976. V. 10. N 1. P. 129–139.
18. Марчук Г. И. Методы вычислительной математики. М.: Наука, 1980. 535 с.
19. Fried D. L. // J. Opt. Soc. Am. 1977. V. 67. N 3. P. 370–375.
20. Hudgin R. H. // J. Opt. Soc. Am. 1977. V. 67. N 3. P. 375–378.
21. Freischlad K., Koliopoulos C. L. // Proc. SPIE. 1985. V. 551. P. 74–80.
22. Богатуров А. Н. // Изв. вузов. Физика. 1985. Т. XXVIII. N 11. С. 86–95.
23. Herrmann J. // J. Opt. Soc. Am. 1980. V. 70. N 1. P. 28–35.
24. Noll R. J. // J. Opt. Soc. Am. 1978. V. 68. N 1. P. 139–140.
25. Лукин В. П., Майер Н. Н., Фортес Б. В. // Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. N 12. С. 1241–1251.
26. Cubalchini R. // J. Opt. Soc. Am. 1979. V. 69. N 7. P. 972–977.
27. Herrmann J. // J. Opt. Soc. Am. 1981. V. 71. N 8. P. 989–992.
28. Ghiglia D. C. and Romero L. A. // J. Opt. Soc. Am. A. 1994. V. 11. N 1. P. 107–117.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
27 сентября 1994 г.

V. P. Lukin, B. V. Fortes. Influence of Wave Front Dislocations on Phase Conjugation Unstability at Thermal Blooming Compensation.

An influence of dislocations of an independent reference beam wave front on efficiency of thermal blooming compensation along uniform horizontal path is treated in the paper. Peculiarities of the adaptive optical systems (AOS) numerical modeling at dislocations in the bearing wave are discussed. Connection between parameters of the corrected beam variations and periods of the dislocations appearance in the bearing wave at exact phase conjugation was discovered. The oscillation regime was been observed when modeling AOS with Hartmann sensor of wave front and using modal algorithm of the phase estimation; in this case eliminating of quadratic aberrations from the adaptive control contour significantly increased the efficiency of the thermal blooming phase correction.