

П.А. Коняев, В.П. Лукин, Б.В. Фортес

## ФАЗОВАЯ КОРРЕКЦИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ИСКАЖЕНИЙ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА НА ВЕРТИКАЛЬНОЙ АТМОСФЕРНОЙ ТРАССЕ

Методом численного моделирования исследуется стационарное тепловое самовоздействие когерентного пучка на вертикальной атмосферной трассе. Рассматриваются вопросы выбора профиля интенсивности пучка, влияния высотного профиля направления ветра, эффективности применения составного и гибкого корректоров.

Эффективность фазовой коррекции при распространении мощного излучения на вертикальной атмосферной трассе, для которой характерна концентрация фазовых искажений вблизи излучающей апертуры, исследовалась ранее [1–8] как теоретически [1, 4–8], так и средствами физического моделирования [2, 3]. Рассматривались возможности модового [1, 3, 6, 8] и составного корректоров [2, 6]. Данная статья является продолжением предыдущих [5–7], но в отличие от них здесь более систематически исследуются такие факторы, как профиль интенсивности исходного пучка, зависимость направления ветра от высоты над поверхностью земли, количество степеней свободы модового и зонального корректоров, а также некоторые варианты совместного влияния перечисленных факторов.

Рассмотрим передающую апертуру площадью  $S$ , излучающую когерентный оптический пучок с длиной волны  $\lambda$  в вертикальном направлении. Известно, что за счет поглощения энергии излучения средой происходит нагрев газа в канале пучка, описываемый в установившемся режиме уравнением:

$$\cos \beta \frac{\partial T}{\partial x} + \sin \beta \frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\alpha}{\rho V_{\perp} C_p} I(x, y). \quad (1)$$

Здесь  $x$  и  $y$  — координаты в поперечном сечении пучка;  $T$  — температура среды;  $\alpha$  — коэффициент поглощения атмосферы на длине волны  $\lambda$ ;  $\rho$  — плотность и  $C_p$  — теплоемкость воздуха;  $V_{\perp}^2 = V_x^2 + V_y^2$  — поперечная к направлению распространения излучения составляющая скорости ветра;  $\cos \beta = V_x/V_{\perp}$ ,  $\sin \beta = V_y/V_{\perp}$ . В данном случае понятие «ветер» включает как собственно атмосферный ветер, так и добавку к нему, связанную с угловым сканированием при сопровождении движущейся мишени. Все указанные параметры и распределение интенсивности в сечении пучка в общем случае являются функциями продольной координаты  $h$  (высоты). Повышение температуры среды приводит к изменению показателя преломления среды  $n$ , равному  $\delta n = n_T T$ . Участок трассы протяженностью  $\delta h$  вносит в фазу комплексной амплитуды оптического поля  $E(x, y)$  искажение, равное  $\delta \varphi = n'_T T(x, y) \delta h$ .

Распространение излучения описывается параболическим уравнением квазиоптики

$$2ik \frac{\partial E}{\partial h} = \Delta_{\perp} E + 2k \delta n E, \quad (2)$$

$\Delta_{\perp}$  — поперечный лапласиан.

При численном решении уравнений (1)–(2) предполагалось, что вследствие быстрого убывания силы фазовых искажений с высотой эти искажения сосредоточены непосредственно в плоскости излучающей апертуры. Тогда решение задачи распространения излучения сводится к вычислению фазовых искажений поля  $E(x, y)$  и последующему решению задачи свободной дифракции ( $\delta n = 0$ ). Полное искажение фазы, вносимое атмосферой, определяется в таком приближении формулой

$$\varphi(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \int T(x, y, h) n'_T(h) dh. \quad (3)$$

Обозначим  $D(\beta) = \cos \beta \partial / \partial x + \sin \beta \partial / \partial y$  и  $D^{-1}$  — оператор, обратный к  $D$ . Будем считать, что  $\beta(h) = \text{const}$ . Тогда получим

$$\varphi(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} D^{-1}(\beta) I(x, y) \int \frac{\alpha n'_T}{\rho V_{\perp} C_p} dh. \quad (4)$$

При решении задачи самовоздействия удобно ввести нормированные координаты  $x' = x/a_0$  и  $y' = y/a_0$ , тогда  $D^{-1} = a_0 D^{-1}$ . Здесь  $a_0$  — размер пучка. Следующий шаг заключается во введении

характерной интенсивности

$$I_0 = \left( \frac{2\pi}{\lambda a_0} \int_0^H \frac{\alpha n'_r}{\rho V_{\perp} C_p} dh \right)^{-1}, \quad (5)$$

после чего автоматически определяется характерная мощность  $P_0 = I_0 a_0^2$ . Теперь  $\varphi'(x, y) = D'^{-1}(\beta)(I(x', y')/I_0)$ .

Уравнение (1) решалось методом бегущего счета, а уравнение (2) — методом Фурье преобразования. Длина трассы  $H$  принималась равной  $1/3$  дифракционной длины  $L_{\lambda} = ka_0^2$ ,  $k = 2\pi/\lambda$ . Здесь и далее для наглядности будем записывать все соотношения в ненормированных координатах. При этом нужно помнить, что значения  $a_0$  или  $H$  могут быть выбраны произвольно, лишь бы выполнялось соотношение  $H = 1/3ka_0^2$ . Излучающая апертура задавалась либо кругом с радиусом  $r_0 = 2a_0$ , либо квадратом со стороной  $l_0 = r_0\pi^{1/2}$ . Профиль интенсивности в плоскости излучающей апертуры задавался из следующих вариантов распределений:

$$I(x, y) = \exp(-(x^2 + y^2)/a^2) \text{ — гауссов профиль}; \quad (6)$$

$$I(x, y) = \exp(-(x^m + y^m)/a^m) \text{ — гипергауссов профиль}; \quad (7)$$

$$I(x, y) = \exp(-(x^2 + y^2)^{1/2^m}/a^m) \text{ — супергауссов профиль}. \quad (8)$$

Размер  $a$ , как правило, задавался равным  $a_0$  для гауссова профиля,  $r_0$  — для супергауссова и  $l_0$  — для гипергауссова. Излучающая апертура задавалась апертурными функциями

$$M_c = \begin{cases} 1 & \text{при } x^2 + y^2 < r_0^2 \text{ для гауссова} \\ 0 & \text{при } x^2 + y^2 > r_0^2 \text{ и супергауссова профилей,} \end{cases} \quad (9)$$

$$M_r = \begin{cases} 1 & \text{при } |x| < l_0 \text{ и } |y| < l_0 \text{ для гипер-} \\ 0 & \text{при } |x| > l_0 \text{ или } |y| > l_0 \text{ гауссова профиля.} \end{cases} \quad (10)$$

При  $m > 8$  супергауссов и гипергауссов профили интенсивности практически равномерно заполняют апертуры  $M_c$  и  $M_r$  соответственно, причем вне излучающей апертуры интенсивность практически равна нулю. Изолинии гипергауссова профиля имеют форму, близкую к квадратной. Ниже рассматриваются два варианта гипергауссова профиля: определяемый формулой (7) и развернутый на 45 градусов относительно первого варианта («диагональ» вдоль оси  $X$ ) вместе с излучающей апертурой.

Результатом численного решения задачи самовоздействия является распределение нормированной интенсивности фокусированного пучка в плоскости  $h = H$ . По распределению интенсивности вычисляется нормированная мощность излучения  $P_M/P_0$ , попадающая в круг с радиусом  $r = L/ka_0$ , равным дифракционному радиусу фокусированного неусеченного гауссова пучка по уровню интенсивности  $e^{-1}$  на оси в фокальной плоскости  $h = H$ . Результаты расчетов представлены в виде зависимостей мощности на мишени от мощности на излучающей апертуре, называемых кривыми оптимизации мощности.

### Оптимизация профиля интенсивности

Прежде чем рассматривать эффективность фазовой коррекции, изучим вопрос о выборе наилучшего профиля интенсивности в отсутствие коррекции. Оптимизировать исходный профиль будем в классе гауссовых, супергауссовых и гипергауссовых пучков. Корректность при сопоставлении результатов обеспечивается равенством площадей излучающих апертур  $M_c$  и  $M_r$ . Ограничимся рассмотрением случая постоянного направления ветра  $\beta(h) = 0$  (направление ветра совпадает с осью  $X$ ).

На рис. 1 изображены кривые оптимизации мощности для следующих профилей интенсивности пучка: 1 — неограниченный гауссов  $a = a_0$ ; 2 — гауссов  $a = a_0$  (здесь и далее имеет место ограничение соответствующими апертурными функциями (9), (10)); 3 — гауссов «двойной ширины»  $a = 2a_0 = r_0$ ; 4 — супергауссов  $m = 8$ ,  $a = r_0$ ; 5 — гипергауссов  $m = 8$ ,  $a = l_0$ ; 6 — гипергауссов, развернутый на 45 градусов. Из рисунка видно, что с точки зрения получения наибольшей мощности на мишени выгоднее оказывается более полное покрытие излучающей апертуры (супергауссов и гипергауссов профили, а также гауссов пучок «двойной ширины»).

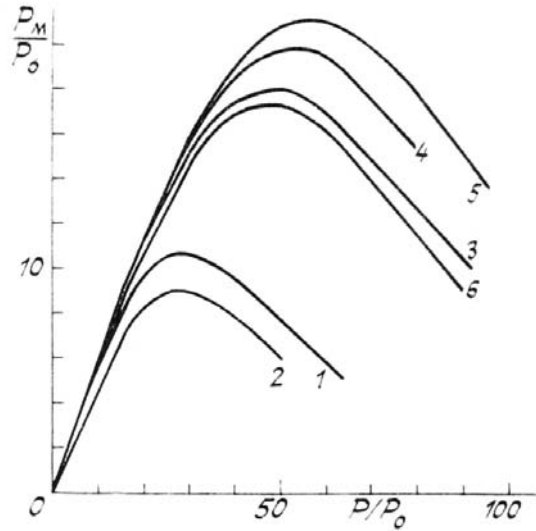


Рис. 1

### Изменение направления ветра с увеличением высоты

Выше предполагалось, что направление ветра не зависит от высоты над поверхностью земли  $\beta(h) = \text{const}$ . В реальной же атмосфере направление ветра постепенно изменяется от направления в приземном слое до направления в свободной атмосфере. Другим фактором, влияющим на направление выноса тепла из канала пучка, может являться угловое сканирование пучком при сопровождении движущейся мишени, если направление сканирования не совпадает с направлением атмосферного ветра.

В общем случае атмосферная трасса описывается двумя профилями — профилем направления ветра  $\beta(h)$  и профилем нормированного параметра нелинейности:

$$R(h) = \left[ \frac{\alpha(h) n'_T(h)}{\rho(h) V_{\perp}(h)} \right] \left[ \frac{\alpha(0) n'_T(0)}{\rho(0) V_{\perp}(0)} \right]^{-1}. \quad (11)$$

Введем понятие эффективной рефракционной длины трассы, определяемой как

$$H_R = \int_0^H R(h) dh. \quad (12)$$

Тогда полное искажение фазы на трассе запишется так:

$$\varphi(x, y) = \frac{1}{H_R} \int_0^H R(h) D^{-1}(\beta(h)) I(x, y) dh. \quad (13)$$

В силу того что при расчете самовоздействия фазовые искажения считаются сосредоточенными в плоскости излучающей апертуры, удобно исключить зависимость от координаты  $h$ , введя функцию  $h(\beta)$ , обратную функции  $\beta(h)$  и  $R(\beta) = R(h(\beta))$ . Тогда формула (13) примет вид

$$\varphi(x, y) = \frac{1}{H_R} \int_0^{2\pi} R(\beta) h'_\beta(\beta) D^{-1}(\beta) I(x, y) d\beta. \quad (14)$$

Теперь для расчета фазовых искажений вместо профилей  $R(h)$  и  $\beta(h)$  задается функция  $f(\beta) = R(\beta)h'_\beta(\beta)/H_R$ , характеризующая распределение искажений «по углам». Конкретный вид  $f(\beta)$  может быть весьма различным для разных местностей и метеоусловий. Он зависит от направления и скорости углового сканирования. Здесь мы ограничились равномерным распределением:

$$f(\beta) = \begin{cases} \text{const} & \beta \in [-\beta_0, \beta_0], \\ 0 & \beta \notin [-\beta_0, \beta_0]. \end{cases} \quad (15)$$

Константа определяется из условия  $\int f(\beta)d\beta = 1$ , которое следует из определения (11). Далее распределение  $f(\beta)$  будем характеризовать величиной «среднеквадратического отклонения»

$$\sigma_V = [\int \beta^2 f(\beta) d\beta]^{1/2}, \quad (16)$$

пригодного не только для равномерного распределения (15).

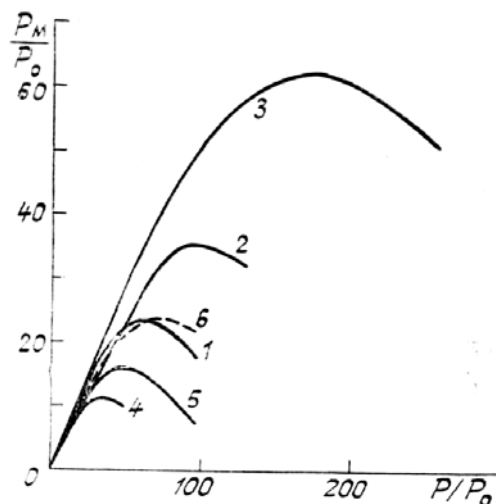


Рис. 2

Результаты расчетов приведены на рис. 2. Графики пронумерованы следующим образом: гипергауссов пучок ( $a = r_0, m = 8$ ): 1 —  $\delta_V = 0,5$ ; 2 —  $\sigma_V = 1,0$ ; 3 —  $\sigma_V = 1,5$ ; гауссов ( $a = a_0$ ): 4 —  $\sigma_V = 0,5$ ; 5 —  $\sigma_V = 1,0$ ; 6 —  $\sigma_V = 1,5$ . Видно, что увеличение среднеквадратического отклонения  $\sigma_V$  приводит к существенному (в 2–3 раза) увеличению мощности на мишени, при этом преимущество заполненной апертуры (гипергауссов пучок) сохраняется.

### Эффективность фазовой коррекции

Проведем исследование эффективности применения корректоров фазы двух типов: составной корректор с гексагональной конфигурацией сегментов и «гибкий» корректор, компенсирующий первые несколько классических aberrаций. Направление ветра считается постоянным  $\beta(h) = 0$ .

Рассматривалось два варианта составного корректора: 1 — компенсация средней фазы в пределах каждого сегмента, 2 — компенсация средней фазы и наклона в пределах каждого сегмента. Количество сегментов корректора, попадающих в пределы излучающей апертуры, задавалось равным 7, 19 и 37.

Моделирование гибкого корректора состояло в вычислении наилучшего приближения фазовых искажений в пределах излучающей апертуры полиномами Цернике методом наименьших квадратов и последующем вычитании этих aberrаций из фазы излучения. Aberrационные полиномы пронумерованы следующим образом: 1, 2 — наклон; 3 — дефокусировка; 4, 5 — астигматизм; 6, 7 — кома; 8 — сферическая aberrация.

На рис. 3 изображены кривые оптимизации мощности гауссова пучка эффективного размера  $a = a_0$  на апертуре  $M_c$  при коррекции фазовых искажений составным корректором со следующими параметрами (в скобках приведено общее число степеней свободы корректора):

- 1—7 сегментов, коррекция средней фазы и наклона (21),
- 2—19 сегментов, коррекция средней фазы (19),
- 3—19 сегментов, коррекция средней фазы и наклона (57),
- 4—37 сегментов, коррекция средней фазы (37).

Приведенное в скобках общее число степеней свободы корректора равно произведению числа степеней свободы одного сегмента на количество сегментов. Применение составного корректора позволяет увеличить максимальную мощность на мишени в 3–4 раза, а для 19-элементного корректора с тремя степенями свободы каждого сегмента — более чем на порядок. Можно было бы сказать, что эффективность корректора находится в прямой зависимости от общего числа степеней свободы, если бы не неожиданно низкая эффективность 37-элементного корректора.

На рис. 4 изображены кривые оптимизации мощности того же пучка в условиях применения модового корректора: 1 — без коррекции; 2 — коррекция наклона; 3 — коррекция наклона и дефокусировка; 4 — коррекция наклона дефокусировки и астигматизма; 5 — коррекция первых семи aberrаций; 6 — коррекция восьми aberrаций.

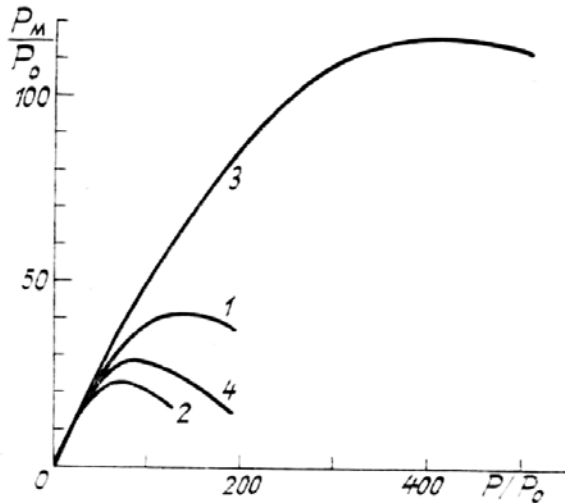


Рис. 3

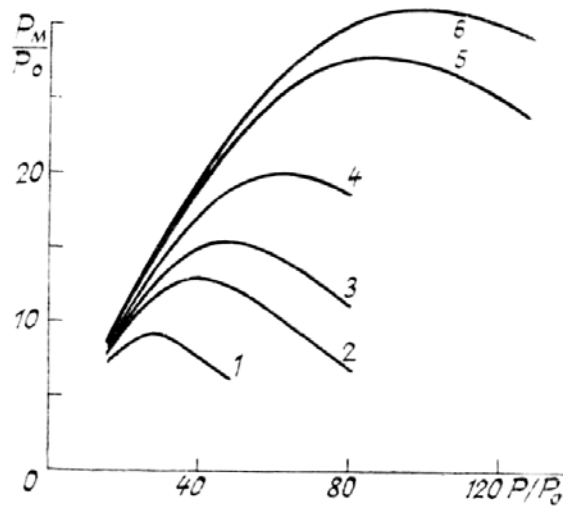


Рис. 4

Результаты расчетов приведены для случая  $\beta(h) = \text{const}$ . Видно, что эффективность коррекции монотонно растет с увеличением числа корректируемых aberrаций. Коррекция всех восьми классических aberrаций (от наклона до сферической aberrации) дает трехкратное увеличение максимальной мощности на мишени.

Тип пучка	$\sigma_V=0$	$\sigma_V=0,75$	$\sigma_V=1,5$
Гауссов	9:13:15	13:21:32	24:25:60
Супергауссов	20:50:60	28:76:265	66:77:337
Гипергауссов	21:125:34	27:68:34	62:72:35
Гипергауссов с поворотом на 45 градусов	17:30:24	27:70:35	65:77:36

Далее исследовалось влияние фактора изменения направления ветра на трассе с ростом высоты на эффективность коррекции низших мод для пучков различного профиля интенсивности. В таблице приведены максимальные значения мощности в приемной апертуре, достигнутые при оптимизации мощности источника. Первая цифра — максимальная мощность без коррекции, вторая — при коррекции наклона, третья — при коррекции дефокусировки. Показатель  $m = 8$  для супергауссова и гипергауссова профилей. Размер  $a$  равен  $a_0$ ,  $2a_0$  и  $l_0$  для гауссова, супергауссова и гипергауссова профилей соответственно.

Из таблицы следует, что в отсутствие фазовой коррекции супергауссов и оба варианта гипергауссова профиля интенсивности примерно равноценны и дают 2–2,5-кратный выигрыш по сравнению с гауссовым заполнением апертуры. При коррекции наклона резко выделяется вариант гипергауссова профиля, однако лишь при постоянном направлении ветра на всей трассе, что реализуется скорее на горизонтальной трассе в условиях углового сканирования пучком, чем при транспортировке энергии в вертикальном направлении. Коррекция дефокусировки позволила достичь наиболее высокой эффективности для супергауссова профиля интенсивности при большой амплитуде вариации направления ветра. В то же время при гипергауссовом профиле коррекция дефокусировки неожиданно привела к ухудшению результата. Последний факт можно объяснить следующим: во-первых, используемый при вычислении коэффициентов aberrаций метод наименьших квадратов является оптимальным лишь с точки зрения получения наименьшего среднеквадратического остаточного искажения фазы на излучающей апертуре, но не приводит к достижению максимально возможной мощности на мишени, особенно при малом числе корректируемых aberrаций. Во-вторых, данный отрицательный результат может быть связан с квадратной формой излучающей апертуры гипергауссова пучка, плохо согласующейся с соответствующим aberrационным полиномом, пропорциональным  $\rho^2 = x^2 + y^2$  и обладающим «круговой» симметрией.

В целом результаты, приведенные в данной таблице, говорят о том, что изменение направления ветра с высотой коренным образом меняет соотношение вкладов низших aberrаций и тем самым существенно влияет на эффективность модового корректора. С увеличением амплитуды изменения направления ветра уменьшается вклад aberrаций, не обладающих «круговой» симметрией (т. е. не ин-

вариантных к повороту системы координат) и, наоборот, увеличивается вклад аберраций, обладающих такой симметрией (дефокусировка и сферическая аберрация).

Следует отметить, что введенное выше приближение фазового экрана, расположенного в плоскости излучающей апертуры, приводит к заведомо завышенной эффективности коррекции. Однако этот фактор является определяющим лишь при большом числе степеней свободы корректора. При небольшом числе степеней свободы решающее влияние на предельную эффективность коррекции оказывает точность воспроизведения корректором заданных предискажений фазы.

1. Bradley L. C., Herrman J. // *J. Opt. Soc. Amer.* 1973. V. 63. № 8. P. 331–334.
2. Primmerman C. A., Johnson F. B., Wigdor J. // *Appl. Opt.* 1978. V. 17. № 18. P. 2909.
3. Primmerman C. A., Fouche D. G. // *Appl. Opt.* 1976. V. 15, № 4. P. 990–995.
4. Ахманов С. А., Воронцов М. А. и др. // *Изв. вузов, Радиофизика.* 1980. Т. 23. № 1. С. 1.
5. Зуев В. Е., Коняев П. А., Лукин В. П. // *Изв. вузов. Физика.* 1985. Т. XXVIII. № 1. С. 6.
6. Коняев П. А., Лукин В. П., Фортес Б. В. // *Оптика атмосферы.* 1988. Т. 1. № 4. С. 71.
7. Коняев П. А., Лукин В. П., Фортес Б. В. // *XV Всесоюз. конференция по распространению радиоволн.* (Тезисы докл.). Алма-Ата, 1987. С. 379.
8. Novoseller D. E. // *J. Opt. Soc. Amer.* 1988. V. 5. № 11. P. 1937–1942.

Институт оптики атмосферы СО АН СССР,  
Томск

Поступила в редакцию  
30 сентября 1990 г.

**P. A. Konyaev, V. P. Lukin, B. V. Fortes. Phase Correction of Nonlinear Laser Beam Distortions over Vertical Atmospheric Path.**

The numerical simulation technique has been used to investigate the steady-state thermal blooming of a coherent beam propagating through a vertical atmospheric path. The influence of the altitude profile of the wind velocity vector on the correction efficiency of segmented and flexible mirrors has been studied for different beam shapes.