

И.Е. Тельпуховский, С.С. Чесноков

МОДАЛЬНАЯ КОРРЕКЦИЯ ИСКАЖЕНИЙ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА, РАСПРОСТРАНЯЮЩЕГОСЯ В КЮВЕТЕ С ГАЗОМ

Построена замкнутая численная модель теплового самовоздействия одномодового и частично когерентного излучения, распространяющегося в условиях самонаведенной конвекции. Проведен анализ компенсации фазовых искажений лазерного пучка в базисе оптических мод первого, второго и третьего порядков. Для оценок эффективности компенсации использован спектральный критерий, характеризующий угловую расходимость пучка на выходе из кюветы.

При распространении лазерного излучения в замкнутом объеме, содержащем газ или жидкость, в среде возникают конвективные потоки, существенно влияющие на формирование температурного поля, наведенного пучком. Поскольку анализ тепловой дефокусировки пучка в условиях наведенной конвекции является весьма сложным, число работ, посвященных исследованию этой задачи в самосогласованной постановке, сравнительно невелико (см., например, [1–4]). Наибольший практический интерес представляет прогнозирование фазовых искажений, приобретаемых пучком в кювете с газом, а также возможности их программной компенсации.

Предварительные исследования по этой проблеме проведены в [4], где установлено, что для коллимированного пучка на выходе из кюветы преобладают фазовые искажения первого и второго порядка, которые могут быть эффективно скомпенсированы с помощью упругого зеркала, управляемого четырьмя приводами. Вместе с тем представляется недостаточным выполненный в [4] анализ вклада в выходную фазу пучка мод более высокого порядка, чем второй. Важно выяснить также особенности самовоздействия и оценить предельные возможности компенсации фазовых искажений многомодового излучения. Исследованию перечисленных задач и посвящена настоящая статья.

Модель взаимодействия излучения со средой

Будем полагать, что световой пучок с начальным радиусом a_0 распространяется вдоль продольной оси горизонтальной кюветы с газом, имеющей длину z_0 и поперечный размер l . На основании оценок, проведенных в [4], можно пренебречь влиянием пограничного слоя у передней и задней стенок кюветы на распределение скорости и температуры в ее объеме. В итоге трехмерная задача гидродинамики сводится к совокупности плоских (двумерных) задач, число которых совпадает с числом шагов N_z дискретизации по продольной переменной z . В каждой из плоскостей $z = \text{const}$ движение вязкого теплопроводящего газа описывается системой уравнений Навье-Стокса в приближении Буссинеска, которую обычно записывают в переменных <функция тока ψ – завихренность ω >:

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + (\square \mathbf{V} \nabla_{\perp}) \omega = \frac{1}{\text{Re}} \Delta_{\perp} \omega + \frac{q}{\text{Re}^3} \frac{\partial T}{\partial x}; \quad (1)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\square \mathbf{V} \nabla_{\perp}) T = \frac{1}{\text{Pr Re}} \Delta_{\perp} T + f; \quad (2)$$

$$\Delta_{\perp} \psi = -\omega. \quad (3)$$

В этой системе операторы ∇_{\perp} и Δ_{\perp} берутся по поперечным координатам x, y , скорость газа \mathbf{V} имеет две компоненты V_x, V_y , связанные с функцией тока соотношениями $V_x = \partial \psi / \partial y, V_y = -\partial \psi / \partial x$. Для безразмерных переменных, входящих в (1)–(3), использована общепринятая нормировка

(см., например, [4]), в основу которой положена характерная скорость движения среды в режиме развитой конвекции

$$V_k = v q^{1/3} / a_0, \quad (4)$$

где $q = \alpha I_0 a_0^5 \beta g / (v^3 \rho_0 C_p)$ – безразмерный тепловой комплекс. Остальные обозначения в (1), (2) таковы: $Re = a_0 V_k / \nu$ – число Рейнольдса; $Pr = \nu / \chi$ – число Прандтля; f – функция, характеризующая профиль интенсивности лазерного пучка.

В квазиоптическом приближении теории дифракции распространение светового пучка описывается безразмерным уравнением относительно комплексной медленно меняющейся амплитуды световой волны

$$2i \frac{\partial E}{\partial z} = \Delta_{\perp} E + RTE, \quad (5)$$

где R – параметр нелинейности [5], пропорциональный мощности пучка P_0 и времени взаимодействия излучения со средой $\tau_v = a_0 / V_k$ в установившемся режиме конвекции. Таким образом, взаимное влияние пучка на среду и наоборот осуществляется через поле возмущений температуры T и профиль теплового источника $f = |E|^2$ и определяется четырьмя параметрами подобия: R, Re, Pr, q .

На входе в кювету (при $z = 0$) задано граничное условие для комплексной амплитуды E :

$$E(x, y, 0, t) = E_0(x, y) F(t) \exp(i U(x, y, t)),$$

где E_0 – амплитудный профиль пучка; F – временная огибающая светового импульса; U – фазовый профиль.

При анализе самовоздействия одномодового излучения E_0 задавалось в виде гауссовской функции

$$E_0 = \exp(-(x^2 + y^2)/2), \quad (6)$$

а U полагалось равным нулю (коллимированный пучок). В многомодовом режиме предполагалось, что излучение имеет гауссовскую статистику с функцией взаимной когерентности вида

$$\Gamma_2(x, y, x', y', 0) = \exp\left\{-\frac{1}{2}(x^2 + y^2 + x'^2 + y'^2) + \frac{N_k}{2}[(x - x')^2 + (y - y')^2]\right\}, \quad (7)$$

где $N_k = a_0^2 / r_{k0}^2$ – число неоднородностей в исходном сечении пучка, определяющее поперечный модовый состав; r_{k0} – начальный радиус корреляции. В численном эксперименте случайные реализации амплитуды пучка на входе в среду задавались пространственными распределениями действительной и мнимой частей:

$$\tilde{E}(x, y, 0, t) = \tilde{u}(x, y, t) + i \tilde{v}(x, y, t). \quad (8)$$

Для моделирования случайных полей \tilde{u}, \tilde{v} использовался метод частотной выборки [6] с последующим усреднением по 100 реализациям на каждом временном шаге.

2. Анализ светового поля на выходе из кюветы и коррекция фазовых искажений

Пространственную структуру излучения в плоскости выходного окна кюветы ($z = z_0$) естественно характеризовать спектральным критерием

$$J_{\Omega}(t) = \frac{1}{4\pi P_0} \int \int \Omega(k_x, k_y) |\tilde{E}(k_x, k_y, z_0, t)|^2 dk_x dk_y, \quad (9)$$

играющим роль относительной доли световой мощности, сконцентрированной в заданном телесном угле Ω . Здесь κ_x, κ_y – проекции волнового вектора в плоскости, перпендикулярной направлению распространения пучка; \tilde{E} – спектр комплексной амплитуды волны. В условиях сильных флуктуаций светового поля удобно также пользоваться интегральным критерием

$$J(t) = \int_0^t J_\Omega(\tau) d\tau, \quad (10)$$

где t – время наблюдения. В численных экспериментах телесный угол Ω выбирался так, чтобы в отсутствие нелинейных искажений дифракционно-ограниченная величина критерия J_Ω составляла 0,5.

Для организации управления волновым фронтом выходного излучения $\phi(x, y, t)$ с целью уменьшения его угловой расходимости воспользуемся разложением ϕ за вычетом постоянной составляющей по системе низших оптических аберраций, выделив в явном виде остаточные искажения $\tilde{\phi}$:

$$\phi(x, y, t) = \phi_N(x, y, t) + \tilde{\phi}(x, y, t), \quad (11)$$

где

$$\phi_N(x, y, t) = \sum_{k=1}^N a_k(t) Z_k(x, y) \quad (12)$$

– низкомодовая составляющая фазы ($N \leq 9$), $Z_1 = x$, $Z_2 = y$, $Z_3 = 2\rho^2 - 1$, $Z_4 = x^2 - y^2$, $Z_5 = xy$, $Z_6 = (3\rho^2 - 2)x$, $Z_7 = (3\rho^2 - 2)y$, $Z_8 = (x^2 - 3y^2)x$, $Z_9 = (y^2 - 3x^2)y$, $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$, а коэффициенты разложения по базису (12) определяются по формулам

$$a_k(t) = \frac{1}{\|Z_k\|} \iint \phi(x, y, t) Z_k(x, y) dx dy,$$

где $\|Z_k\|$ – норма k -й моды.

Минимизацию нелинейных искажений, приобретаемых пучком в кювете, предлагается проводить в реальном времени путем вычитания из текущей выходной фазы $\phi(x, y, t)$ ее низкомодовой составляющей $\phi_N(x, y, t)$.

Качество коррекции при этом удобно оценивать в зависимости от режима излучения по улучшению спектрального критерия $J_\Omega(t)$ и по относительному увеличению интегрального критерия

$$\eta(t) = J(t) / J_{6,y}(t), \quad (13)$$

где $J_{6,y}(t)$ – текущее значение критерия без управления.

3. Результаты численного моделирования

а). Динамическая структура нелинейных искажений и их модовый состав

Расчеты нелинейных искажений фазы лазерного излучения в условиях самонаведенной конвекции проводились в широком диапазоне значений параметра тепловыделения ($q = 10^3 \dots 10^5$), что соответствовало изменению параметра нелинейности в диапазоне $200 \leq |R| \leq 4500$.

Исследование модового состава фазовых искажений показало, что при различных значениях параметра тепловыделения поведение низших аберраций весьма сходно и они отличаются в основном лишь амплитудой и временем установления стационарного температурного поля $\tau_{уст}$

(табл. 1). При этом максимальные искажения достигаются при $t = \tau_{уст} / 2$. В качестве примера на рис. 1 приведены временные зависимости коэффициентов разложения фазы пучка по базису (12).

Таблица 1

Установившиеся значения коэффициентов разложения выходной фазы по базису (12) и времена установления стационарного температурного поля при различных значениях q

q	$\tau_{уст}/\tau_v$	Наклон a_2	Дефокусировка a_3	Астигматизм a_4	Кома a_7	Кома a_9
10^3	30	1,56	1,1	-0,31	-0,29	0,25
10^4	15	3,39	2,37	-0,49	-0,75	0,75
10^5	7,8	7,88	5,74	-0,79	-1,77	1,59

Результаты численных экспериментов по модовой коррекции нелинейных искажений фазы представлены на рис. 2 при параметре тепловыделения $q = 10^4$. Видно, что основной вклад в искажения вносит дисторсия (в стационарном режиме исключение этой аберрации приводит к улучшению спектрального критерия (9) на 40%), влияние аберраций второго порядка несколько меньше (улучшение критерия на 15%) и устранение комы увеличивает спектральный критерий еще на 10%. Установленная закономерность, а именно <насыщение> качества компенсации при увеличении порядка управляемых мод, подтверждается расчетами, проведенными при других значениях q (табл. 2). Вместе с тем, как показывает анализ этой таблицы, с ростом параметра тепловыделения пространственная структура фазовых искажений усложняется, что выражается в возрастании относительной доли высших аберраций, принципиально не устранимых с помощью модального корректора (12).

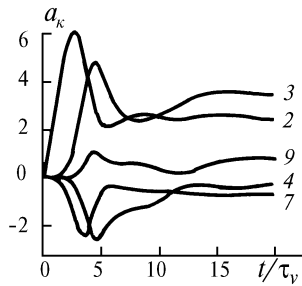


Рис. 1. Временные зависимости коэффициентов разложения фазы пучка на выходе из кюветы по базису низших аберраций при $q = 10^4$. Цифры у кривых соответствуют номерам мод в (12)

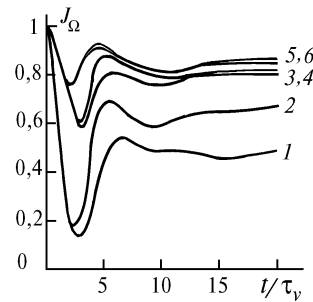


Рис. 2. Временные зависимости спектрального критерия J_Ω при модальной компенсации фазовых искажений пучка. Кривая 1 – без компенсации; 2 – компенсация по наклону; 3, 4 – по модам 1-го и 2-го порядка; 5, 6 – по модам 1-, 2- и 3-го порядка

Таблица 2

Относительный вклад различных мод в установившуюся фазу пучка на выходе из кюветы, оцененный по спектральному критерию J_Ω

q	Наклон, %	Моды 2-го порядка, %	Моды 3-го порядка, %	Высшие моды, %
10^3	45,8	31,7	5,8	16,7
10^4	36,1	28,2	8,7	27,0
10^5	7,2	20,6	10,3	61,9

б). Предельные возможности компенсации фазовых искажений многомодового излучения

Поскольку достоверный анализ самовоздействия многомодового излучения требует трудоемкой статистической обработки, при расчетах было взято одно значение параметра тепловыделения, а именно $q = 10^4$. Оценки качества коррекции проводились по параметру $\eta(t)$ (13) с усреднением выходного светового поля по 100 реализациям. Отношение начального радиуса корреляции $r_{к0}$ к начальному радиусу пучка a_0 , характеризующее степень когерентности входного излучения, варьировалось в диапазоне от 1/3 до 2.

На рис. 3 приведены динамические зависимости параметра относительного улучшения интегрального критерия $\eta(t)$ для различных значений отношения r_{k0}/a_0 при управлении в полном базисе (12), содержащем 9 мод. Видно, что с уменьшением начального радиуса когерентности эффективность фазовой компенсации снижается и при $r_{k0}/a_0 = 1/3$ параметр η во всем временном диапазоне не превышает 1,2. Отметим, что в случае одномодового излучения при тех же условиях распространения удавалось улучшить интегральный критерий почти в два раза.

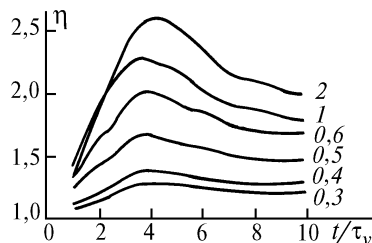


Рис. 3. Временные зависимости параметра качества компенсации самовоздействия многомодового излучения η при разных значениях отношения r_{k0}/a_0 , указанных около кривых

Расчеты, проведенные при разном числе управляемых мод, показали, что в случае самовоздействия многомодового излучения также наблюдается эффект насыщения качества коррекции при увеличении размерности базиса управления (рис. 4). Основным фактором, определяющим в данном случае относительную долю неустраняемых фазовых искажений, является параметр r_{k0}/a_0 .

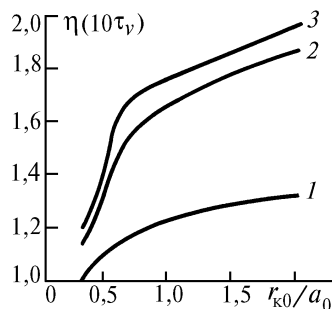


Рис. 4. Параметр качества компенсации $\eta(10\tau_v)$ в зависимости от отношения r_{k0}/a_0 . Кривая 1 – компенсация по наклонам; 2 – по модам 1-го и 2-го порядка; 3 – по модам 1-, 2- и 3-го порядка

Работа выполнена при поддержке Международного лазерного центра МГУ.

1. Петрищев В. А., Пискунова Л. В., Таланов В. И., Эрм Р. Э. // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1981. Т. 24. С. 161–171.
2. Мурох И. Ю. // Теплофизические и физико-химические процессы в установках. Минск: ИТМО, 1986. С. 87–91.
3. Герасимов Б. П., Гордиенко В. М., Сухоруков А. П. // ЖТФ. 1983. Т. 53. С. 1696–1705.
4. Черткова И. А., Чесноков С. С. // Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. С. 123–129.
5. Ахманов С. А. и др. // Известия вузов. Сер. Радиофизика. 1980. Т. 23. С. 1–37.
6. Миркин Л. И., Рабинович М. А., Ярославский Л. П. // ЖВМ и МФ. 1972. Т. 12. №5. С. 1358–1362.

Московский государственный университет им М.В. Ломоносова

Поступила в редакцию 22 сентября 1993 г.

I. E. Tel'pukhovskii, S. S. Chesnokov. **Modal Correction for Distortions of a Laser Beam Propagating through a Gas Cell.**

In this paper we consider a closed numerical model of thermal blooming of a single-mode, partially coherent radiation propagating under conditions of self-induced convection. Study of compensations for the laser beam phase distortions is carried out using optical modes of the first, second and third orders. Efficiency of compensation is estimated by a spectral criterion characterizing angular divergence of the beam at the cell exit.