«Оптика атмосферы», т. **3**, № 12 (1990)

УДК 621.378.325:535.3

В.П. Лукин, Б.В. Фортес

ИСКАЖЕНИЯ ФАЗЫ ОПТИЧЕСКОГО ПУЧКА ПРИ ЕГО САМОВОЗДЕЙСТВИИ В УСЛОВИЯХ ГРАВИТАЦИОННОЙ КОНВЕКЦИИ

Рассматривается процесс гравитационной конвекции, возникающий при нагреве газа оптическим пучком в горизонтально расположенной кювете квадратного сечения. Создана программа, позволяющая рассчитать структуру плоского конвективного течения и распределение температуры в сечении кюветы. Исследуется эффективность применения модового и составного зеркал для коррекции фазовых искажений, возникающих при распространении оптического излучения через наведенные температурные неоднородности.

Рассматривается распространение интенсивного когерентного пучка в горизонтально ориентированной кювете квадратного сечения, заполненной слабопоглощающим газом с коэффициентом поглощения α. В результате фотоабсорбции происходит нагрев газа и под действием сил всплытия начинается движение нагретого объема к верхней границе кюветы. При распространении пучка через наведенные температурные неоднородности возникают искажения фазы излучения $\varphi = 2\pi/\lambda n'_T T$, где λ — длина волны, T — профиль нагрева, n'_T — производная от показателя преломления по температуре.

Процесс гравитационной конвекции изучался ранее качественно, методами теории подобия [1, 2], и численно [4—6, 9, 10]. При этом источником нагрева служил либо пучок излучения [1, 2, 5, 6, 9], либо повышенная температура одной из стенок кюветы [4, 10]. В [5] рассматривалась кювета круглого сечения и решалась задача распространения пучка в ней в приближении геометрической оптики. Фазовые искажения для случая кюветы квадратного сечения рассчитывались в [6], где распространение пучка описывалось в приближении параболического уравнения. В данной статье, как и во всех указанных выше, конвекция рассчитывается в приближении плоского течения, что соответствует случаю, когда длина кюветы L много больше эффективного радиуса пучка a_0.

Математическая постановка задачи. Процесс плоского конвективного течения в поперечном сечении кюветы в приближении Буоссинеска описывается следующей системой управлений в безразмерных переменных [3, 4]:

$$\frac{\partial T}{\partial t}+\frac{\partial\psi}{\partial y}\frac{\partial T}{\partial x}-\frac{\partial\psi}{\partial x}\frac{\partial T}{\partial y}=\frac{1}{\mathrm{Pr}}\left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}\right)+I(x,\ y); \tag{1}$$

$$\frac{\partial\omega}{\partial t}+\frac{\partial\psi}{\partial y}\frac{\partial\omega}{\partial x}-\frac{\partial\psi}{\partial x}\frac{\partial\omega}{\partial y}=\frac{\partial^2\omega}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\omega}{\partial y^2}+\mathrm{Gr}\frac{\partial T}{\partial x}; \tag{2}$$

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}+\omega=0. \tag{3}$$

Здесь x и y горизонтальная и вертикальная координаты; ψ — функция тока, связанная с вектором локальной скорости потока соотношением

$$V_x=\frac{\partial\psi}{\partial y};\ \ V_y=-\frac{\partial\psi}{\partial x}, \tag{4}$$

ω – искусственно введенная функция вихря [3, 4]; T — температура среды. Уравнения (1)—(3) записаны в безразмерном виде. Входящие в них переменные нормированы следующим образом: функции вихря и тока — на масштабы $\psi_0 = \nu$ и $\omega_0 = \nu/l^2$ соответственно, x и y — на l, время — на масштаб $t_0 = l^2/\nu$, температура — на масштаб T_0. Интенсивность излучения I нормирована на масштаб $I_0 = T_0\rho C\nu/(\alpha l^2)$. Безразмерные комплексы $\mathrm{Pr} = \nu/a$ — число Прандтля, $\mathrm{Cr} = \rho g l^3 T_0/\nu^2\beta$ — число Грасгофа, где ν — кинематическая вязкость, l — поперечный размер кюветы, ρ — плотность среды, $\beta = 1/\rho_0\partial\rho/\partial T$ — коэффициент объемного расширения, g — ускорение свободного падения, a — коэффициент теплопроводности, C — теплоемкость, T_0 — характерный перепад температуры. Поскольку в отношении последнего параметра при данной постановке задачи имеется неопределенность, можно выбрать любое значение, например $T_0 = 1$°C.

Граничные условия задавались следующим образом:

для температуры —

$$T(x,\ y)\,|_{\text{г}}=0, \tag{5}$$

для функции тока —

$$\psi\,|_{\text{г}}=0;\ \left.\frac{\partial\psi}{\partial n}\right|_{\text{г}}=0. \tag{6}$$

Здесь «г» в индексе — линия границы сечения кюветы; n — нормаль к линии границы. Граничное условие для $\partial\psi/\partial n$ позволяет получить граничные значения функции вихря.

Численный метод. Сечение кюветы заполнялось равномерной квадратной сеткой $(x_i,\ y_j)$, $i,\ j = 0,\ N$, с шагом $h = 1/N$. Для функций температуры и тока на границах сетки задавались нулевые граничные условия, а для функции вихря использовалось граничное условие Тома—Вудса [4, 11, 12].

Симметричное расположение источника нагрева относительно вертикальной оси сечения позволило решать задачу только на одной половине сетки. Для решения уравнений (1—2) использовалась неявная схема [4], представляющая собой вариант метода переменных направлений. Решение уравнения по этой схеме реализуется методом прогонки. Уравнение Пуассона (3) решалось методом разложения в двойной ряд по синусам [7]. Для вычисления синус-преобразования использовалась программа БПФ [13] по смешанному основанию, позволяющая варьировать размер вычислительной сетки в широких пределах.

Расчет температурного профиля. Профиль нагрева задавался в виде гауссова пучка

$$I(x,\ y)=I_{\text{ц}}\exp\{-[(x-1/2)^2+(y-1/2)^2]/a_0^2\}. \tag{7}$$

Нормированный на l эффективный радиус пучка a_0 равен 0,075. Остальные параметры задачи задавались следующими: $\mathrm{Pr} = 1$, $\mathrm{Gr} = 10^9$, шаг по времени Δt выбирался из условия $\Delta t V_y^{\max} = h$, где $V_y^{\max}$ — максимум вертикальной составляющей скорости конвективного течения. Полная мощность пучка

$$P=\iint\limits_{-1/2}^{1/2} I\,(x,\ y)\,dxdy \tag{8}$$

варьировалась в пределах $10^{-3}-10^{+3}$. Динамика двумерных полей I, ψ и ω визуализировалась на экране цветного дисплея ПЭВМ.

При малой мощности излучения $P = 10^{-3}$ уже в самом начале развития конвективного процесса становится заметным влияние фактора теплопроводности, в результате чего линии изотерм становятся более плавными и процесс быстро релаксирует к практически стационарному состоянию за счет интенсивного теплообмена со стенками кюветы.

При средней мощности излучения $P = 1$ теплопроводность проявляется значительно слабее и на более поздних стадиях процесса, поскольку скорость конвективного потока возрастает примерно в 10 раз. В связи с этим фактор теплопроводности проявляет себя в основном лишь на стадии обтекания нагретым потоком газа внутренней поверхности стенок. Установление квазистационарного режима происходит при достижении баланса между мощностью источника нагрева и скоростью теплообмена со стенками.

При увеличении мощности излучения до значения 10^3 скорость конвективного движения растет примерно еще в 10 раз, в результате чего образуется сложная многовихревая структура течения.

Таким образом, мощность излучения влияет на структуру двумерного профиля нагрева $T(x,\ y)$ и особенно на структуру конвективного течения, характеризуемого полем ψ. Однако это влияние ощутимо лишь при весьма значительном изменении мощности пучка, поскольку скорость конвективного процесса зависит от мощности как $P^{1/3}$.

С точки зрения оценки фазовых искажений и возможности их компенсации представляет интерес изменение модового состава искажений фазы оптического излучения $\varphi(x,\ y)$, пропорционального двумерному профилю $T(x,\ y)$. Для проведения такой оценки вычислялось среднеквадратическое отклонение профиля T в сечении пучка

$$\sigma_T=\left(\frac{1}{4\pi a_0^2}\iint\limits_S (T(x,\ y)-T_{\text{ср}})^2\,dxdy\right)^{1/2}, \tag{9}$$

S — круг радиуса $2a_0$ с центром на оси пучка; $T_{\text{ср}}$ — среднее значение температуры на S. Величина σ_T с точностью до множителя равна среднеквадратическому отклонению фазы в круге S. Далее, при помощи программы, имитирующей работу фазового корректора, вычисляются искажения поля T, оставшиеся после отработки корректором предыскажений, и затем по формуле, идентичной (9), среднеквадратическое отклонение $\sigma_T^{\text{к}}$, характеризующее остаточные фазовые искажения. На рис. 1, 2, 3 изображены зависимости отношения $\sigma_T^{\text{к}}\sigma_T$ от времени после включения пучка для различных вариантов фазового корректора.

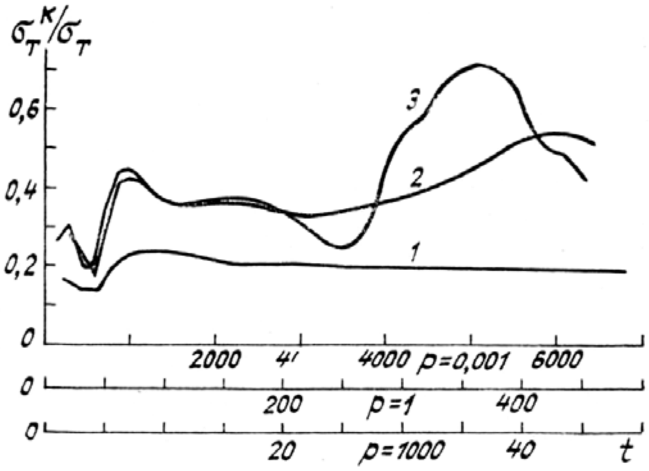

Рис. 1

На рис. 1 изображена зависимость остаточных искажений от времени после включения пучка для трех значений P: 0,001, 1 и 1000. Значения нормированного времени на всех рисунках нужно умножать на 10^{-5}. Графики рис. 1 рассчитаны для случая модового корректора, компенсирующего классические аберрации от наклона до сферической аберрации включительно. Видно, что с ростом мощности остаточные искажения увеличиваются, то есть спектр фазовых искажений сдвигается в сторону более высоких аберраций. Кроме того, эти графики иллюстрируют увеличение амплитуды флуктуаций параметров конвективного процесса с ростом мощности пучка.

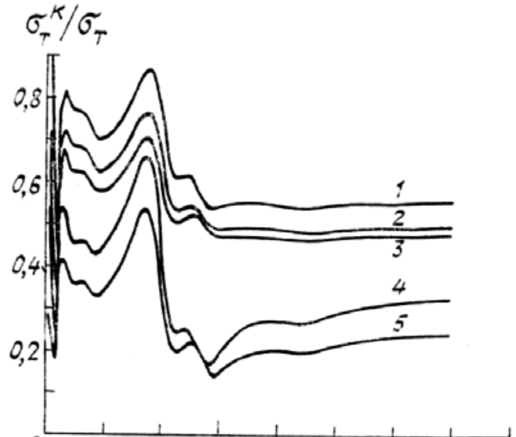

Рис. 2

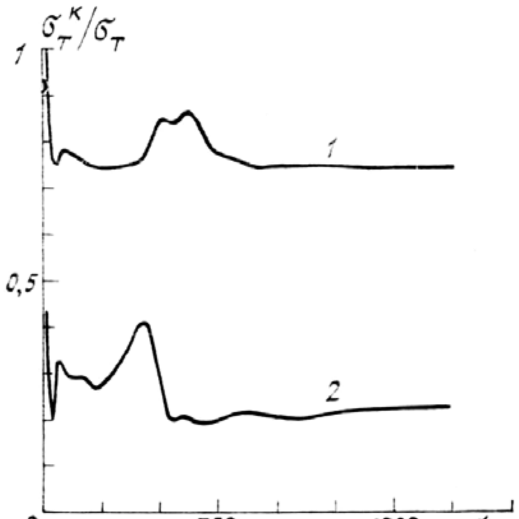

Рис. 3

На рис. 2 изображена динамика остаточных фазовых искажений для мощности излучения $P = 1$ при коррекции следующих классических аберраций: *1* — наклон; *2* — наклон и дефокусировка; *3* — наклон, дефокусировка и астигматизм; *4* — наклон, дефокусировка, астигматизм и кома; *5* — от наклона до сферической аберрации включительно. Видно, что до 40% искажений составляет наклон и примерно 20% — кома. На этом рисунке, в отличие от рис. 1, виден выход на стационарный режим, поскольку изображен более длительный промежуток времени.

На рис. 3 изображена динамика остаточных искажений при использовании составного семиэлементного корректора с гексагональной конфигурацией сегментов. Кривая *1* соответствует коррекции средней фазы в пределах каждого сегмента, а кривая *2* — компенсации средней фазы и общего наклона в пределах каждого сегмента. В последнем случае эффективность сегментированного корректора практически не отличается от эффективности модового корректора, корректирующего все аберрации до сферической включительно (кривая *5* на рис. 2).

Подводя итог, можно отметить, что создана эффективная программа, позволяющая рассчитывать и визуализировать на дисплее динамику плоского конвективного течения, возникающего при распространении интенсивного пучка в горизонтально расположенной кювете прямоугольного сечения. Исследована эффективность применения модового и сегментированного зеркал для коррекции фазовых искажений, возникающих при распространении пучка через наведенные температурные неоднородности. В отличие от [6], где также исследовался модовый состав таких искажений, нами получено, что при увеличении мощности излучения спектр фазовых искажений сдвигается в сторону аберраций высокого порядка.

1. Герасимов Б.П., Гордиенко В.М., Сухоруков А.П. //ИФЖ. 1977. Т. 33. С. 709—718.
2. Герасимов Б.П., Гордиенко В.М., Сухоруков А.П. //ИФЖ. 1979. Т. 34. С. 331—336.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
4. Берковский Б.М., Полевиков В.К. Вычислительный эксперимент в конвекции. Минск: Университетское, 1988. 767 с.
5. Мурох И.Ю. Теплофизические и физ.-хим. процессы в энергетических установках. Минск: ИТМО, 1986. С. 87—91.
6. Черткова И.А., Чесноков С.С. //Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. № 2. С. 123—129.
7. Самарский А.А., Николаев Е.С. Методы решения сеточных уравнений. М.: Наука, 1978. 591 с.
8. Роуч С. Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980. 616 с.
9. Петрищев В.А., Пискунова Л.В., Таланов В.И., Эрм Р.Э. //Изв. вузов. Радиофизика. 1981. Т. 24. С. 161—171.
10. Берковский Б.М., Ноготов Е.Ф. //МЖГ. 1970. № 2. С. 147—154.
11. Том А., Эйплт К. Численные расчеты полей в технике и физике. М.: Энергия, 1964. 208 с.
12. Woods L.C. //Aeronaut. Quart. 1954. V. 5. № 3. P. 176—184.
13. Singleton R.C. //IEEE. 1969. V. AU-17. № 2. P. 93—103.

Институт оптики атмосферы СО АН СССР,
Томск

Поступила в редакцию
1 октября 1990 г.

V.P. Lukin, B.V. Fortes. **Phase Distortions of Optical Beam under Gravitational Convective Thermal Blooming.**

The gravitational convection resulting from gas heating by an optical beam is examined for the case of a horizontally placed cell with a square cross-section. A computer code is proposed that calculates the structure of a plane convective flow and the transverse distribution of the gas temperature in the cell. The correction efficiency of a modal segmented mirror in compensating for phase distortions of an optical beam propagating through self-induced thermal inhomogeneities is estimated.