

АТМОСФЕРА КАК КАНАЛ РАСПРОСТРАНЕНИЯ
ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

УДК: 535.2 + 533.6

А.Н. Кучеров

САМОВОЗДЕЙСТВИЕ ОПТИЧЕСКОГО ПУЧКА В ТЕПЛОПРОВОДНОМ ВЯЗКОМ
ГАЗЕ В УСЛОВИЯХ ГРАВИТАЦИОННОЙ КОНВЕКЦИИ

Проведено теоретическое численное исследование эффекта теплового самовоздействия распространяющегося горизонтально оптического пучка в условиях самонаведенной конвекции с учетом теплопроводности и вязкости газа. Выполнено сопоставление с аналогичным экспериментальным исследованием.

Процесс распространения излучения в покоящейся среде (или на участках относительного покоя – в <застойных зонах>) через интервал времени порядка $t_k = (\rho_0 h_0 a / q_0 g)^{1/3}$ приводит к возникновению естественной гравитационной конвекции с характерной скоростью $V_k = (q_0 a g / \rho_0 h_0)^{1/3} = a / t_k$ [1,2]. Здесь ρ_0 , h_0 – плотность и энтальпия невозмущенной среды; a – характерный поперечный размер пучка; g – ускорение свободного падения; $q_0 = \alpha I_0$ – характерная мощность, поглощаемая единицей объема; α – коэффициент поглощения; I_0 – характерная интенсивность излучения.

При относительно малых возмущениях гидродинамических параметров гравитационная конвекция описывается нелинейной системой уравнений Буссинеска, на основе которых в [3, 4] предложена классификация режимов теплового самовоздействия в газах и жидкостях. В газовых средах и в некоторых широко распространенных жидкостях (например, в воде) число Прандтля $Pr = \mu_0 C_{p0} / k_0$ (где μ_0 – коэффициент динамической вязкости, k_0 – коэффициент теплопроводности, C_{p0} – удельная теплоемкость среды) является величиной порядка единицы и эффекты вязкости и теплопроводности проявляются в одних и тех же условиях.

Отнесем плотность газа ρ к ρ_0 , давление p – к начальному значению p_0 , температуру T – к соответствующему значению в невозмущенной среде T_0 , теплоемкость – к C_{p0} , коэффициент теплопроводности к k_0 , коэффициент динамической вязкости – к μ_0 , поперечные координаты x , y – к радиусу пучка a , время t – к t_k , компоненты скорости U , V – к V_k . Ось z направим по ходу пучка, ось y – против вектора напряженности гравитационного поля $\mathbf{g} = -\mathbf{e}_y g$ (где \mathbf{e}_y – единичный вектор в направлении оси y). Раскладывая гидродинамические величины в ряд по малому параметру $\varepsilon = q_0 a / (\rho_0 h_0 V_k) = (q_0 / \rho_0 h_0)^{2/3} (a/g)^{1/3}$, получим следующую систему безразмерных уравнений для главных членов возмущенных величин:

$$\begin{aligned} \rho &= 1 + \varepsilon \rho_1 + \dots; \quad T = 1 + \varepsilon T_1 + \dots; \\ p &= 1 + \text{Eu} (-y/\text{Fr} + (\varepsilon/\text{Fr}) p_1 + \dots); \quad \text{Eu}/\text{Fr} \ll 1; \\ \text{div } \mathbf{V} &= 0; \end{aligned} \tag{1.1}$$

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = -\nabla p_1 + \mathbf{e}_y \rho_1 + \frac{1}{\text{Re}} \Delta \mathbf{V}; \quad \frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{V}, \nabla); \tag{1.2}$$

$$\frac{d\rho_1}{dt} = -I(x, y, z, t) + \frac{1}{\text{Pe}} \Delta \rho_1; \tag{1.3}$$

$$T_1 = -\rho_1. \tag{1.4}$$

Здесь $Eu = \rho_0 V_k^2 / p_0$ – число Эйлера; $Fr = V_k^2 / ag$ – число Фруда; $Re = \rho_0 a V_k / \mu_0$ – число Рейнольдса; $Pe = \rho_0 a V_k / k_0 C_{p0} = Pr Re$ – число Пекле. В приближении параксиальных пучков, для которых $a/L \ll 1$ (L – характерная длина трассы) координата z входит в систему (1) в виде параметра, т.к. изменениями гидродинамических величин вдоль оси z в масштабе поперечного размера a можно пренебречь. В случае $Pe, Re < 1$ преобладают теплопроводность и вязкость, а гравитационная конвекция практически не проявляется. При значениях чисел $Pe, Re \gg 1$ вязкостью и теплопроводностью газа можно пренебречь. Такой случай сильной гравитационной конвекции рассматривался в [5]. При $Pe, Re \sim 1$ имеем теплопроводный режим гравитационной конвекции или теплопроводно-конвективный режим. В настоящей статье получено решение, включающее два последних случая ($Re, Pe > 1$). Ввиду отсутствия возмущений в начальный момент времени должны быть выполнены следующие условия:

$$\rho_1|_{t=0} = 0; p_1|_{t=0} = 0; \mathbf{V}|_{t=0} = 0; T_1|_{t=0} = 0. \quad (2)$$

Введем функцию завихренности $\Omega = \text{rot} \mathbf{V}$ и функцию тока ψ : $U = \partial\psi/\partial y$; $V = -\partial\psi/\partial x$. Система уравнений (1) запишется в следующем стандартном виде, удобном для интегрирования [6, 7]:

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial B}{\partial x} + \frac{\partial C}{\partial y} = H; \quad (3)$$

$$\omega = -\Delta\psi; \quad (4)$$

$$A = \begin{pmatrix} \omega \\ \rho_1 \end{pmatrix}; B = \begin{pmatrix} \omega \frac{\partial\psi}{\partial y} - \frac{1}{Re} \frac{\partial\psi}{\partial x} \\ \rho_1 \frac{\partial\psi}{\partial y} - \frac{1}{Pe} \frac{\partial\rho_1}{\partial x} \end{pmatrix};$$

$$C = \begin{pmatrix} -\omega \frac{\partial\psi}{\partial x} - \frac{1}{Re} \frac{\partial\omega}{\partial y} \\ -\rho_1 \frac{\partial\psi}{\partial x} - \frac{1}{Pe} \frac{\partial\rho_1}{\partial y} \end{pmatrix}; H = \begin{pmatrix} -\frac{\partial\rho_1}{\partial x} \\ -I \end{pmatrix}. \quad (5)$$

На границе расчетной области в случае твердой поверхности необходимо, чтобы были выполнены условия непротекания и прилипания:

$$\frac{\partial\psi}{\partial x} \Big|_{y=\pm L_y/2} = \frac{\partial\psi}{\partial y} \Big|_{x=\pm L_x/2} = 0; \quad (6)$$

$$\frac{\partial\psi}{\partial x} \Big|_{x=\pm L_x/2} = \frac{\partial\psi}{\partial y} \Big|_{y=\pm L_y/2} = 0. \quad (7)$$

В открытом пространстве, полагая, что размеры расчетной области L_x, L_y достаточно велики по сравнению с a , потребуем выполнения <мягких> краевых условий для функции тока ψ :

$$\frac{\partial\psi}{\partial y} \Big|_{y=\pm L_y/2} = \frac{\partial\psi}{\partial x} \Big|_{x=\pm L_x/2} = 0. \quad (8)$$

В начальный момент времени должны быть выполнены следующие условия:

$$\rho_1|_{t=0} = 0; \omega|_{t=0} = 0; \psi|_{t=0} = 0. \quad (9)$$

Распространение пучка излучения в приближении параксиальной оптики описывается безразмерным уравнением для комплексной функции электромагнитного поля u с краевыми условиями:

$$-2iF(\partial u/\partial z) + \Delta_{\perp} u + (2F^2 N \rho_1 - iN_{\alpha} F) u = 0; \quad (10)$$

$$u|_{z=0} = u_0(x, y); \quad u|_{x, y \rightarrow \pm\infty} = 0. \quad (11)$$

Функция поля u связана с интенсивностью излучения выражением $I = uu^*$, число Френеля равно $F = 2\pi a^2/(\lambda L)$, где λ – длина волны излучения; параметр поглощения $N_{\alpha} = \alpha L$; параметр теплового самовоздействия $N = (L/z_r)^2$, где $z_r = a/\sqrt{\varepsilon(n_0 - 1)/n_0}$ – характерная длина теплового самовоздействия. Начальная функция u_0 равна для коллимированного гауссова пучка $u_0(x, y) = \exp[-(x^2 + y^2)/2]$; для кольцевого пучка $u_0(x, y) = \sqrt{[\exp(-r^2) - \exp(-A^2 r^2)]/(1 - 1/A^2)}$; $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, где $A = a/a_1$, a_1 – внутренний радиус кольца.

Один из первых алгоритмов построения численного решения системы уравнений (3)–(5), (10) предложен в [7]. Численное решение этой задачи в приближении тонкой линзы [8] сравнивалось с выполненным ранее фундаментальным экспериментальным исследованием эффекта теплового самовоздействия в условиях гравитационной конвекции [9]. В [10] получено нестационарное решение уравнений гравитационной конвекции применительно к пучку в кювете. Стационарное (установившееся) тепловое самовоздействие в условиях гравитационной конвекции рассматривалось в [11]. Уравнения гидродинамики решались методом установления, уравнения паракиальной оптики – с помощью трехслойной консервативной конечно-разностной схемы второго порядка аппроксимации. В [12] численно исследовался неустановившийся режим теплового самовоздействия. Уравнения Буссинеска решались с помощью явной двухшаговой конечно-разностной схемы Лакса–Вендроффа.

В настоящей статье построение решения уравнений (10) осуществлялось с помощью разложения в дискретные ряды Фурье с применением быстрого Фурье-преобразования [13]. К уравнениям (3), (5) применялась конечно-разностная схема Мак-Кормака [14] второго порядка аппроксимации:

$$\tilde{A}_{ij}^n = A_{ij}^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} (B_{i+1,j}^n - B_{ij}^n) - \frac{\Delta t}{\Delta y} (C_{i,j+1}^n - C_{ij}^n) + \Delta t H_{ij}^n; \quad (12)$$

$$A_{ij}^{n+1} = \frac{1}{2} (A_{ij}^n + \tilde{A}_{ij}^n - \frac{\Delta t}{\Delta x} (\tilde{B}_{ij} - \tilde{B}_{i-1,j}) - \frac{\Delta t}{\Delta y} (\tilde{C}_{ij} - \tilde{C}_{i,j-1}) + \Delta t \tilde{H}_{ij}^n). \quad (13)$$

Специфика задачи теплового самовоздействия состоит в том, что необходимо знать достаточно точно поля возмущений плотности в области, занятой излучением, а область возмущения гидродинамических величин значительно превышает размеры зоны тепловыделения. Простой прием задания <мягких> краевых условий типа (8) на предельно близком расстоянии от пучка позволяет существенно снизить затраты машинных ресурсов в задачах теплового самовоздействия в открытом пространстве либо при достаточно удаленных от пучка стенках. Анализ показывает, что в широком диапазоне параметров подобия N , F , Re и др. можно с погрешностью менее одного процента перенести краевые условия на расстояние 3–4-х поперечных размеров зоны тепловыделения. Аналогичный прием перенесения краевых условий для возмущения давления (скорости и плотности газа) использовался в [15] для построения решения в случае самовоздействия импульсно-периодического излучения в однородном высокоскоростном потоке газа.

Перейдем к изложению результатов. Рассмотрим кольцевой пучок, $A = 3$. На рис. 1 приведены изохоры (слева, $\rho_1 = 0,1; 0,5; 0,9\rho_{1\min}$) и линии равных значений вертикальной компоненты скорости (справа, $V = 0,9; 0,5; 0,1V_{\min}; 0; 0,1; 0,5; 0,9V_{\max}$) для замкнутого объема (рис. 1, a) и для открытого пространства (рис. 1, b) в моменты времени, когда поля гидродинамических величин близки к установившимся либо к квазистационарным. Размеры расчетной области в физических переменных составляют $L_x, L_y = 6,4a$. В случае открытого пространства установлено, что дальнейшее увеличение размеров (например, в два раза) не приводит к заметному изменению возмущений гидродинамических величин. Числа Пекле и Рейнольдса велики и составляют $Pe = 42$, $Re = 56$.

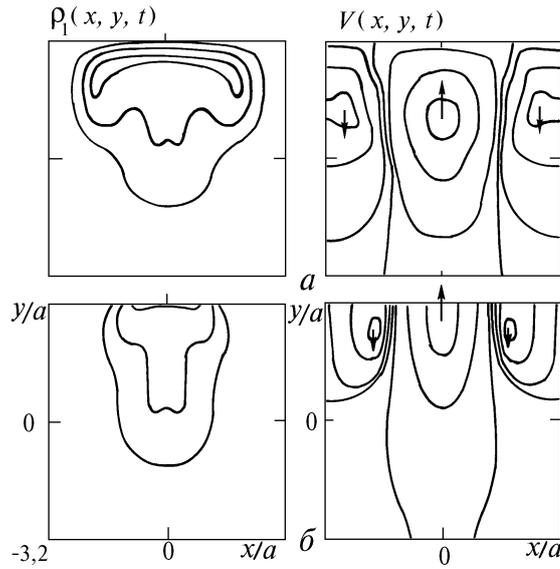


Рис. 1. Изохоры (слева) и изотахи для вертикальной компоненты скорости гравитационной конвекции (справа) распространяющегося горизонтально кольцевого пучка ($A = 3$); *a* – в замкнутом объеме $L_x = 6,4 a = L_y, t = 5 t_k$; *б* – в открытом пространстве $t = 4 t_k$; $Pe = 42, Re = 56$

Выбранное начальное распределение интенсивности обладает большими градиентами по поперечным координатам. Вследствие этого возмущения плотности даже при больших, но различных числах Пекле и Рейнольдса могут существенно отличаться. На рис. 2 построены зависимости возмущений плотности от времени в центре пучка $\rho_1(0, 0, t)$. Пик возмущений достигается сначала в открытом пространстве (кривая 1) при $t = 2,2 t_k$, затем в более широкой трубе (2) при $t = 2,4 t_k$ и, наконец, в узкой трубе (3) при $t = 2,8 t_k$.

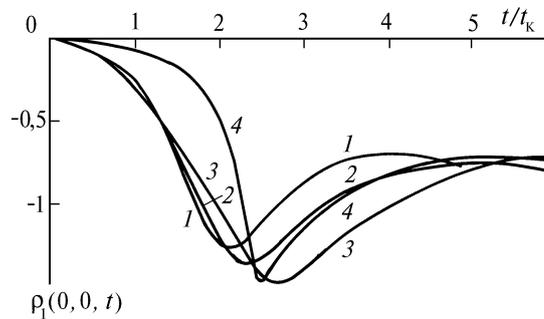


Рис. 2. Изменения возмущений плотности в центре кольцевого пучка ($A = 3$) в зависимости от времени: 1 – в открытом пространстве, $Pe = 42, Re = 56$; 2 – в горизонтальной трубе, $L_x = 6,4 a = L_y, Pe = 42, Re = 56$; 3 – в более узкой трубе, $L_x = 4 a = L_y, Pe = 42, Re = 56$; 4 – в менее теплопроводном и вязком газе, $L_x = 6,4 a = L_y, Pe = 244, Re = 343$

Увеличение чисел Пекле и Рейнольдса почти на порядок (ср. кривые 2 и 4) приводит к слабому росту максимума возмущений функции ρ_1 и момента его достижения $t = 2,6 t_k$, но до этого момента пренебрежение вязкостью и теплопроводностью для варианта 2 дает ошибку $\sim 100\%$ в определении возмущений плотности, как показывает сравнение кривых 2 и 4. Такого же порядка погрешность возникает и для градиентов возмущения плотности, которые определяют локальные углы отклонения излучения и, следовательно, картину перераспределения интенсивности по ходу пучка. При числах $Pe = 113$ и 244 отличия в значениях функции ρ_1 составляют $\sim 10\%$, т.е. погрешность неучета вязкости и теплопроводности будет существенно меньше.

В таблице приведены зависимости от времени и от координаты вдоль луча пика интенсивности $I_m = \max_{x,y}(I(x, y, z, t))$, среднего радиуса $r_c = \sqrt{\int \int (x^2 + (y - \Delta y)^2) I dx dy} / W$ и смещения центра тяжести распределения интенсивности $\Delta y = \int \int y I dx dy / W$, где $W = \int \int I dx dy$ – полная мощность пучка) с учетом и без учета вязкости и теплопроводности при следующих значениях параметров подобия: $F = 10$; $N = 1$; $N_A = 0,1$; $Re = 10$; $Re = 13,2$. Первоначальное распределение интенсивности в пучке – кольцевое, $A = 3$. Сравнение результатов показывает, что неучет теплопроводности приводит к погрешности в вычислении локальных характеристик до 138% ($t/t_k = 2$; $z/z_T = 0,4$). Погрешность в вычислении относительного смещения $\Delta y/a$ достигает 84% ($t/t_k = 2$; $z/z_T = 0,6$). На величине среднего радиуса пучка неучет теплопроводности и вязкости сказывается слабее, погрешность достигает только 5,6% ($t/t_k = 7$; $z/z_T = 1$).

Таким образом, даже при больших значениях чисел Пекле и Рейнольдса, равных $\sim 10^1$, пренебрежение вязкостью и теплопроводностью может привести к значительной ошибке при определении возмущенных характеристик пучка, в частности в значениях пика интенсивности вдоль трассы.

Влияние учета теплопроводности ($Pe = 10$) и вязкости ($Re = 13,2$) для кольцевого пучка ($A = 3$) на пик интенсивности I_m/I_0 , средний радиус пучка r_c/a и смещение центра тяжести $\Delta y/a$

t/t_k	$(z/z_T = 1)$	1	2	3	5	7
I_m/I_0	$Pe = \infty$	0,588	0,615	1,08	0,589	0,610
	$Pe = 10$	0,714	0,573	0,605	0,630	0,603
r_c/a	∞	1,26	1,42	1,33	1,265	1,32
	10	1,24	1,36	1,32	1,22	1,25
$\Delta y/a$	∞	-0,0095	-0,119	-0,273	-0,107	-0,149
	10	-0,0065	-0,071	-0,203	-0,140	-0,119
z/z_T	$(t/t_k = 2)$	0,2	0,4	0,6	0,8	1
I_m/I_0	∞	0,843	1,50	1,33	1,04	0,615
	10	0,722	0,631	0,733	0,691	0,573
r_c/a	∞	1,07	1,11	1,19	1,29	1,42
	10	1,07	1,11	1,17	1,25	1,36
$\Delta y/a$	∞	-0,006	-0,217	-0,0461	-0,0792	-0,119
	10	-0,0036	-0,0135	-0,0285	-0,0478	-0,071

Для относительно гладких куполообразных распределений, например гауссова, погрешность неучета вязкости и теплопроводности при $Pe, Re > 10^1$ будет существенно меньше. В лабораторных экспериментальных исследованиях распространения и самовоздействия лазерных пучков при малых поперечных размерах пучка $\sim 10^{-3}$ м и сравнительно невысоких мощностях ~ 10 Вт числа Пекле и Рейнольдса принимают значения порядка единицы, при этом необходимо учитывать также и диссипативные процессы в газе.

Рассмотрим самовоздействие гауссова пучка в условиях, соответствующих эксперименту [9]. Эксперименты проводились в газовой кювете, изготовленной в виде металлической трубы с прозрачными для излучения CO_2 -лазера ($\lambda = 10,6$ мкм) торцевыми окнами из NaCl. Длина трубы $L = 1,5$ м, радиус пучка $a = 0,003$ м, радиус трубы $R = 2,85 \cdot 10^{-2}$ м. Ввиду того что поперечный размер трубы почти на порядок больше поперечного размера пучка, расчеты проводились по алгоритму для открытого пространства. Коэффициент поглощения α варьировался с помощью добавления в азот (рабочий газ в кювете) малых количеств пропан-бутановой смеси, плотность ρ_0 и показатель преломления n_0 – за счет изменения давления p_0 от 1 до 10 атм. Мощность пучка была равна 7–9 Вт. Таким образом, условия эксперимента позволяли варьировать независимо параметр поглощения N_α и параметр теплового самовоздействия N . Число Френеля равнялось 3,56.

На рис. 3 приведены экспериментальные (справа) и расчетные теоретические изофоты (слева). Построены линии равной интенсивности $I = 0,2$; e^{-1} ; $0,5 I_m$ в пределе установившегося самовоздействия. Вариант изофот (рис. 3, а) соответствует значениям коэффициента поглощения $\alpha = 0,13$ м $^{-1}$, мощности $W_0 = 1,2$ Вт, давлению $p_0 = 1$ атм. Характерное время конвекции составляет $t_k = 0,270$ с, $V_k = 0,0111$ м/с, $N_\alpha = 0,195$, $N = 0,316$, $Pe = 1,61$, $Re = 2,15$, масштаб возмущения плотно-

сти $\varepsilon = 0,0421$. Принято, что в азоте в стандартных условиях невозмущенный показатель преломления равен $n_0 = 1 + 3 \cdot 10^{-4}$. Для варианта изофот на рис. 3, б в эксперименте $\alpha = 0,22 \text{ м}^{-1}$, $W_0 = 2,2 \text{ Вт}$, $p_0 = 2 \text{ атм}$. Этим условиям соответствуют значения $t_k = 0,24 \text{ с}$; $V_k = 0,0125 \text{ м/с}$; $N_\alpha = 0,330$; $N = 0,794$; $Pe = 3,61$; $Re = 4,83$; $\varepsilon = 0,0529$. Варианту изофот на рис. 3, в соответствуют значения $\alpha = 0,66 \text{ м}^{-1}$; $W_0 = 4,4 \text{ Вт}$; $p_0 = 5 \text{ атм}$; $t_k = 0,174 \text{ с}$; $V_k = 0,0172 \text{ м/с}$; $N_\alpha = 0,99$; $N = 3,79$; $Pe = 12,5$; $Re = 16,7$; $\varepsilon = 0,101$. Число Прандтля для азота равно 0,72.

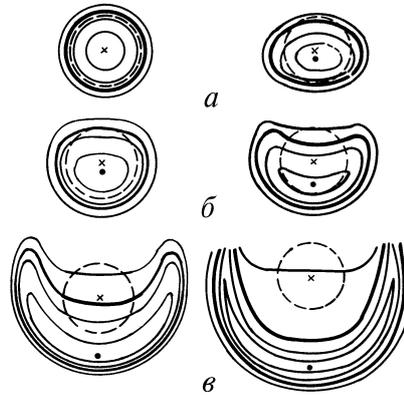


Рис. 3. Сравнение теоретических (слева) и экспериментальных (справа) изофот установившегося теплового самовоздействия гауссова пучка: а – $N = 0,316$, $N_\alpha = 0,195$, $Pe = 1,61$ ($\alpha = 0,31 \text{ м}^{-1}$, $W_0 = 1,2 \text{ Вт}$); б – $N = 0,794$; $N_\alpha = 0,330$; $Pe = 3,61$ ($\alpha = 0,22 \text{ м}^{-1}$, $W_0 = 2,2 \text{ Вт}$); в – $N = 3,79$, $N_\alpha = 0,99$, $Pe = 12,5$ ($\alpha = 0,66 \text{ м}^{-1}$, $W_0 = 4,4 \text{ Вт}$)

Последний вариант изофот (рис. 3, в) следует отнести к режиму развитой (или чистой) гравитационной конвекции ($Pe, Re \gg 1$), вариант 3, б – к теплопроводно-конвективному режиму, вариант 3, а близок к чисто теплопроводному режиму, в котором теплоотвод за счет конвекции пренебрежимо мал. Заметим, что из структуры аналитических решений уравнения теплопроводности следует, что соотношение конвективного и теплопроводного механизмов теплоотвода характеризует параметр $Pe/4$, который для варианта 3, а меньше единицы. Контуры равной интенсивности, полученные в численных расчетах, подобны экспериментальным по крайней мере для вариантов 3, б, в. Некоторые количественные отличия наблюдаются в величине смещения пика интенсивности и в более вытянутых вверх (в эксперименте) крыльях полумесяца.

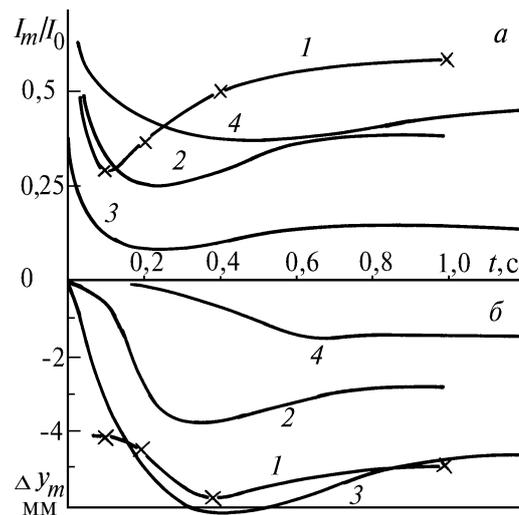


Рис. 4. Изменения в зависимости от времени пика интенсивности I_m/I_0 (а) и его смещения $\Delta y/a$ (б): При $N = 1,75$, $N_\alpha = 0,24$, $Pe = 5,36$ кривая 1 – экспериментальная зависимость, 2 – теоретический расчет; 3 – расчет варианта рис. 3, в; 4 – варианта рис. 3, б

Нестационарное самовоздействие в эксперименте [9] исследовалось для варианта: $\alpha = 0,16 \text{ м}^{-1}$; $W_0 = 9 \text{ Вт}$; $p_0 = 2 \text{ атм}$. Этим условиям соответствуют параметры подобия $N_\alpha = 0,24$; $N = 1,75$; $Re = 5,36$; $Re = 7,17$ и следующие характерные газодинамические величины $t_k = 0,162 \text{ с}$, $V_k = 0,0185 \text{ м/с}$, масштаб возмущения плотности $\varepsilon = 0,0117$.

На рис. 4, а построены зависимости от времени пика интенсивности I_m/I_0 и величины его смещения Δy_m (рис. 4, б) вследствие теплового самовоздействия: 1 – экспериментальные кривые, 2 – теоретические (расчетные), 3 – расчет варианта на рис. 3, в; 4 – расчет варианта на рис. 3, б. Ход по времени рассматриваемых теоретических (кривая 2) и экспериментальных (I) зависимостей, полученных для одинаковых условий, качественно совпадает. Значения пика интенсивности в точках минимума близки и составляют $(I_m/I_0)_1 = 0,30$; $(I_m/I_0)_2 = 0,26$. Близки также моменты времени, в которые наступает максимальное смещение Δy_m пика: $(t_{\max})_1 = 0,4$, $(t_{\max})_2 = 0,35 \text{ с}$. Но величина смещения Δy_m больше в эксперименте более чем в полтора раза, так же как и на рис. 3, в. Время достижения минимального значения пика интенсивности в эксперименте короче более чем в два раза.

Количественные отличия могут быть обусловлены неполным соответствием условий эксперимента и расчета. Сравнение экспериментальных и расчетных изофот на рис. 3 показывает, что в эксперименте гравитационная конвекция и тепловое самовоздействие выражены сильнее, ярче. В расчетах волновой фронт пучка на входе в кювету задавался плоским. В экспериментах, возможно, была слабая подфокусировка, что привело к усилению самовоздействия. Экспериментальное пространственное распределение интенсивности определялось в серии последовательных пусков с перемещением приемника с малой диафрагмой между пусками. При этом в последующих пусках в трубе с азотом были, возможно, ненулевые значения скорости либо градиенты температуры (плотности) газа, которые приводили к более быстрому развитию конвекции и частичному усилению эффекта. Есть еще одна вероятная причина расхождений, влияние которой можно оценить.

Как показано на оптической схеме (рис. 1, [9]), пучок, выходящий из кюветы, проходит некоторое расстояние l (с двумя поворотными зеркалами), прежде чем попадает в диафрагму приемника. На выходе из кюветы с азотом возмущена не только интенсивность, но и фаза излучения, вследствие чего пучок приобретает дополнительный угол расходимости [16]:

$$\theta \sim \frac{a}{L} B_1(L) = \frac{a}{L} N \int_0^1 (\exp(-z N \alpha))^{2/3} dz = \frac{3}{2} \frac{a}{L} \frac{N}{N_\alpha} (1 - \exp(-2N_\alpha/3)).$$

На участке l до диафрагмы пучок дополнительно расширяется на величину $\Delta r \sim \theta l$.

Воспользуемся результатами рис. 3, в, согласно которым отличие в теоретически и экспериментально установленных смещениях пика интенсивности составляет $\delta y = 3 \text{ мм}$. Приравняв эту разницу к дополнительному расширению Δr , получим расстояние l , равное $0,54 \text{ м}$. Тогда для условий эксперимента варианта рис. 4 ($N = 1,75$; $N_\alpha = 0,24$) находим, что дополнительное смещение Δr и, следовательно, отличие δy в теоретических и экспериментально измеренных смещениях пика должно составить $1,75 \text{ мм}$. Разница в величине смещения Δy_m на кривых 1 и 2 рис. 4 очень близка к этому значению и составляет 2 мм .

Таким образом, выявлено удовлетворительное соответствие теоретически и экспериментально полученных изофот, а также временных зависимостей пика интенсивности и величин его смещений навстречу потоку самонаведенной конвекции.

1. Akhmanov S. A., Krindach D. P., Migulin A. V., Sukhorukov A. P., Khokhlov R. B. // IEEE J. of Quantum Electron. 1968. V. QE-4. №10. P. 568–575.
2. Smith D. C. // IEEE J. of Quant. Electron. 1969. V. QE-5. №12. P. 600–607.
3. Bissonette L. R. // Appl. Optics. 1973. V. 12. №4. P. 719–728.
4. Герасимов Б. П., Гордиенко В. М., Сухоруков А. П. // ЖТФ. 1975. Т 45. №12. С. 2485–2493.
5. Кучеров А. Н., Макашев Н. К., Устинов Е. В. // Известия вузов. Радиофизика. 1992. Т. 35. №2. С. 145–154.
6. Livingstone P. M. // Appl. Optics. 1971. V. 10. №2. P. 426–436.
7. Герасимов Б. П. Один метод расчета задачи конвекции несжимаемой жидкости. Препринт ИПМ, N 13. М. 1975.

8. Петрищев В. А., Пискунова Л. В., Таланов В. И., Эрм Р. Э. // Известия вузов. Радиофизика. 1981. Т. 24. №2. С. 161–171.
9. Петрищев В. А., Шеронова Н. М., Яшин В. Е. // Известия вузов. Радиофизика. 1975. Т. 18. №7. С. 963–974.
10. Герасимов Б. П., Гордиенко В. М., Сухоруков А. П. // ИФЖ. 1979. Т. 36. №2. С. 331–336.
11. Герасимов Б. П., Елизарова Т. Г., Сухоруков А. П. // ЖТФ. 1983. Т. 53. Вып. 9. С. 1696–1705.
12. Черткова И. А., Чесноков С. С. // Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. №2. С. 123–129.
13. Fleck J. A., Morris J. R., Feit M. D. // Appl. Physics. 1976. V. 10. №2. P. 129–160.
14. Пейре Р., Тейлор Т. Вычислительные методы в задачах механики жидкости. Л.: Гидрометеиздат, 1986. 352 с.
15. Воробьев В. В., Коган М. Н., Кучеров А. Н., Устинов Е. В. // Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. №2. С. 164–172.
16. Кучеров А. Н., Макашев Н. К., Устинов Е. В. // Известия вузов. Радиофизика. 1991. Т. 34. N 5. С. 528–535; // Известия вузов. Радиофизика. 1993. Т. 36. №2. С. 135–142.

Центральный аэрогидродинамический
институт им. проф. Н.Е. Жуковского, г. Москва

Поступила в редакцию
22 августа 1993 г.

A. N. Kucherov. Thermal Blooming of Optical Beams in a Heat-Conducting and Viscous Gas under Gravitational Convection.

Theoretical investigation of thermal blooming of a horizontally propagating optical beam with a self-induced gravitational convection is carried out using numerical simulations. The heat conductivity and viscosity of a gas are taken into account. The results are compared with the analogous experimental data.