

УДК 532.517.4:536.253

© 1994 г. Ю. А. ГОСТИНЦЕВ, А. М. РЫЖОВ

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ПЛАМЕН, ОГНЕННЫХ ВИХРЕЙ И ШТОРМОВ ПРИ ПОЖАРАХ НА ОТКРЫТОМ ПРОСТРАНСТВЕ

На основе обобщенной системы уравнений нестационарного двумерного турбулентного движения вязкого сжимаемого газа с учетом процессов горения представлен и апробирован перспективный комплекс математических моделей для прогнозирования динамики огненных образований при пожарах на открытом пространстве. С помощью метода контрольных объемов численно исследована динамика пламен и огненных вихрей. Впервые численно реализован возникающий при крупных пожарах огненный шторм, инициируемый конвективным переносом фоновой вертикальной составляющей циркуляции атмосферы в зоне влияния пожара.

Существующие математические модели пожаров на открытом пространстве с учетом процессов горения в газовой фазе содержат ряд дискуссионных моментов, например касающихся избытка кислорода [1], выбора констант скоростей химических реакций [2], реализации нестационарных граничных условий на поверхности горящих веществ [3]. Кроме того, отсутствуют достаточно полные модели и расчетные схемы таких характерных для открытых пожаров явлений, как огненные вихри и огненные штормы.

В настоящей работе представлен комплекс математических моделей для описания динамики огненных образований при пожарах на открытом пространстве с учетом процессов горения в газовой фазе в условиях естественной конвекции. Модели пожаров разработаны на основе полных уравнений Навье — Стокса вязкого сжимаемого газа. Турбулентный характер процессов переноса учитывается с помощью полуэмпирической гипотезы турбулентности. Для моделирования огненных вихрей, имеющих вертикальную составляющую вектора завихренности, в основную систему уравнений включено уравнение сохранения углового момента. Учет горения производится на основе диффузионной вихревой модели. Апробация моделей пожаров и алгоритмов для их реализации осуществлена по результатам измерения параметров огненных вихрей, образующихся при горении керосина в экспериментальной установке, по опубликованным данным экспериментального измерения параметров большого открытого пламени и данным крупного пожара времени второй мировой войны в г. Гамбурге.

1. Постановка задачи. Горение в газовой фазе рассматривается как необратимая брутто-реакция между топливом и окислителем $C_f + SC_x \Rightarrow (1 + S)C_{pr}$, где S — стехиометрический коэффициент. Предполагается, что конечная скорость R_f такой реакции определяется кинетической энергией турбулентности k , энергией диссипации вихрей ε и зависит от осредненной концентрации недостающего реагирующего компонента. Используя соотношения Колмогорова — Прандтля для турбулентной вязкости $\mu_t = C_D \rho k^{1/2} l$ и масштаба турбулентности $l = k^{3/2} / \varepsilon$, выражение для скорости реакции [4] преобразовано аналогично [5] к виду

$$R_f = - \frac{-A \mu_t}{C_D \rho} \min \left(C_f, \frac{C_x}{S} \right), \quad C_D = 0,09, \quad A = 4 \quad (1.1)$$

Для моделирования открытых пламен, огненных вихрей и штормов при задании очагов пожаров применен единый подход. Предполагалось, что подача паров топлива происходит в объемы, прилегающие к поверхностям горящих веществ, с заданной объемной скоростью массовыделения m_v .

Система уравнений для описания нестационарного двумерного плоского и осесимметричного турбулентного движения вязкого сжимаемого газа при пожаре с учетом процессов горения включает уравнения сохранения массы ρ и количества движения ρu , ρw по горизонтальному и вертикальному направлениям x , z , уравнение сохранения массовой концентрации паров топлива C_f , уравнение для функции смешения f кислорода C_x и паров топлива, уравнение сохранения полной энтальпии смеси h , консервативное уравнение сохранения функции смешения ψ кислорода и продуктов горения C_{p_r} . С целью моделирования огненных вихрей и штормов, образующихся на открытых пожарах под воздействием внешней вертикальной завихренности, рассматриваемая система уравнений в осесимметричной форме дополняется нестационарным уравнением сохранения углового момента $-\rho v$, записываемым для тангенциальной составляющей скорости $-v$. Данная система уравнений в безразмерной обобщенной форме в декартовых и цилиндрических координатах имеет вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{1}{x^n} \frac{\partial (x^n \rho u)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho w)}{\partial z} = m_v \quad (1.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\rho u)}{\partial \tau} + \frac{1}{x^n} \frac{\partial (x^n \rho u u)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho w u)}{\partial z} = & - \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{2}{x^n} \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_u x^n \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \left[\Gamma_u \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] - 2n \frac{\Gamma_u}{x^{2n}} u + n_1 \frac{\rho v^2}{x} \end{aligned} \quad (1.3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\rho v)}{\partial \tau} + \frac{1}{x^n} \frac{\partial (x^n \rho u v)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho w v)}{\partial z} = & \frac{1}{x^n} \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_v x^n \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma_v \frac{\partial v}{\partial z} \right) - \left[\frac{1}{\text{Re}_1} \left(\frac{\mu_e}{x^2} + \frac{1}{x} \frac{\partial \mu_e}{\partial x} \right) + \frac{\rho u}{x} \right] v \end{aligned} \quad (1.4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\rho w)}{\partial \tau} + \frac{1}{x^n} \frac{\partial (x^n \rho u w)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho w w)}{\partial z} = & - \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{1}{x^n} \frac{\partial}{\partial x} \left[\Gamma_w x^n \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) \right] + \\ & + 2 \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma_w \frac{\partial w}{\partial z} \right) - (\rho - \rho_e) \frac{g r_1}{u_1^2} \end{aligned} \quad (1.5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\rho C_f)}{\partial \tau} + \frac{1}{x^n} \frac{\partial (x^n \rho u C_f)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho w C_f)}{\partial z} = & \frac{1}{x^n} \frac{\partial}{\partial x} \left[\Gamma_c x^n \frac{\partial C_f}{\partial x} \right] + \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma_c \frac{\partial C_f}{\partial z} \right) + m_v + \frac{1}{\text{Re}_1} R_f \end{aligned} \quad (1.6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\rho f)}{\partial \tau} + \frac{1}{x^n} \frac{\partial (x^n \rho u f)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho w f)}{\partial z} = & \frac{1}{x^n} \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_f x^n \frac{\partial f}{\partial x} \right) + \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma_f \frac{\partial f}{\partial z} \right) - m_v \frac{S}{C_{x,1}} \end{aligned} \quad (1.7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\rho h)}{\partial \tau} + \frac{1}{x^n} \frac{\partial (x^n \rho u h)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho w h)}{\partial z} = & \frac{1}{x^n} \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_h \gamma x^n \frac{\partial h}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma_h \gamma \frac{\partial h}{\partial z} \right) - \\ & - (\gamma - 1) M^2 \left(P + \frac{P_e}{\rho_1 u_1^2} \right) \left(\frac{1}{x^n} \frac{\partial (x^n u)}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) + m_v \frac{L_f \gamma}{C_{p, a} T_1} \end{aligned} \quad (1.8)$$

$$\frac{\partial(\rho\psi)}{\partial\tau} + \frac{1}{x^n} \frac{\partial(x^n \rho u \psi)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho w \psi)}{\partial z} = \frac{1}{x^n} \frac{\partial}{\partial x} \left(\Gamma_\psi x^n \frac{\partial\psi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\Gamma_\psi \frac{\partial\psi}{\partial z} \right) \quad (1.9)$$

$$\rho = \left[P + \frac{P_e}{\rho_1 u_1^2} \right] \frac{M_m M_1^2}{T} \quad (1.10)$$

$$f = \left(\frac{C_x}{S} - C_f \right) \frac{S}{C_{x,1}}, \quad h = C_p T + \frac{Q_f (1 - \kappa_R) \gamma C_x}{C_{p,o} T_1} \frac{C_x}{S}$$

$$\psi = \left(\frac{C_x}{S} + \frac{C_{pr}}{1+S} \right) \frac{S}{C_{x,1}}, \quad P = \frac{P - P_e}{\rho_1 u_1^2}$$

$$\Gamma_u = \Gamma_v = \Gamma_w = \frac{\mu_e}{Re_1}, \quad \Gamma_c = \Gamma_f = \Gamma_\psi = \frac{\mu_e}{Re_1 Sc_1}, \quad \Gamma_h = \frac{\mu_e}{Re_1 Pr_1}$$

где τ — время, T — температура, C_p — теплоемкость при постоянном давлении, M_m — молекулярная масса смеси газа, Q_f , L_f — теплоты сгорания и испарения горючего вещества, κ_R — доля потерь тепла излучением в пламени. Обезразмеривание скорости, длины, температуры, теплоемкости, плотности и вязкости проводилось по характерным значениям u_1 , r_1 , T_1 , $C_{p,o}$, ρ_1 , μ_1 . Равновесные давление P_e и плотность ρ_e связаны соотношением гидростатического равновесия $\partial P_e / \partial z = -g \rho_e$. Задача содержит следующие безразмерные числа Рейнольдса, Маха, Шмидта, Прандтля:

$$Re_1 = \frac{u_1 r_1 \rho_1}{\mu_1}, \quad M_1^2 = \frac{u_1^2}{RT_1}, \quad Sc_e = \frac{\mu_e}{\rho D_e}, \quad Pr_e = \frac{C_{p,o} \mu_e}{\lambda_e}$$

В расчетах принимается: $Re_1 = 1$, $Pr_e = Sc_e = 1$, $u_1 = \sqrt{g r_1}$, $Pr = Sc = 1$; $\gamma = 1,4$.

Система уравнений замыкается на основе алгебраической модели турбулентности, обобщающей гипотезу Прандтля на двухмерный случай. При этом модель турбулентности учитывает наличие завихренности в газовом потоке, аналогично [6]

$$\frac{\mu_t}{\rho} = l^2 \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + 2n \frac{u^2}{x^2} + \left[\left(x \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{v}{x} \right) \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \right] n_1 \right\}^{0,5} \frac{Re_1}{2} \quad (1.11)$$

Соотношение (1.11) и выражение для длины пути перемешивания для плоского случая ($n = n_1 = 0$) представлены в [7]. Для задач в осесимметричной постановке принимается $n = 1$, при этом в отсутствие внешней завихренности $n_1 = 0$, а при наличии последней в случае моделирования огненных вихрей $n_1 = 1$. Эффективная кинематическая вязкость при этом определена равенством $\mu_e = \mu + \mu_r$.

Безразмерные теплоемкость C_p и молекулярная масса M_m вычисляются с учетом состава смеси газов аналогично [5]. Теплоемкости компонентов определяются линейной зависимостью типа $C_{p,i} = a_i + b_i T$, коэффициенты которой a_i , b_i для кислорода, продуктов горения и азота представлены в [4], а для паров гексана — в [8].

Ниже предполагается, что очаги пожаров расположены на поверхности земли в центре вертикальных расчетных областей. При этом в силу симметрии рассматриваемых физических процессов решение задач производится в половине указанных областей.

Предполагается, что в начальный момент расчетные области заполнены неподвижной смесью кислорода и азота с T_e , $C_{x,1}$, $C_{n,1}$. Состояние сухой атмосферы

принимается заданным с градиентом температуры $\partial T_c / \partial z = -0,0065 \text{ }^\circ\text{C/м}$, начальной температурой у поверхности земли $T_c(z=0) = T_1$ и неизменным составом по высоте $C_{x,1} + C_{n,1} = 1$. Таким образом

$$\tau = 0: u = 0, v = 0, w = 0, P = 0, h = h_e, C_j = 0, f = 1, \psi = 1$$

На оси областей решения задачи при $x=0$ используются условия симметрии течений $u = 0, v = 0$, для остальных переменных

$$\partial \Phi_i / \partial x = 0$$

На поверхности земли при $z=0$ для скоростей задается условие прилипания $u = v = w = 0$, для остальных переменных — условие непроницаемости $\partial \Phi_i / \partial n = 0$. При задании температуры на поверхности земли энтальпия определяется с учетом вычисленных концентраций компонентов.

На выходе газа из расчетной области для всех переменных принимается условие $\partial \Phi_i / \partial n = 0$, а на входе в расчетную область

$$\frac{\partial u}{\partial n} = 0, \frac{\partial w}{\partial n} = 0, P = 0$$

$$h = h_e, C_j = 0, f = 1, \psi = 1$$

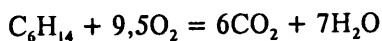
Для тангенциальной составляющей скорости v вдоль всей правой вертикальной границы или ее части до высоты $z < z_0$ задается значение $v = v_1(z)$, на остальной части при $z > z_0$ $\partial v / \partial x = 0$.

Конечно-разностная аппроксимация определяющих уравнений производится в переменных $u-w-P$ с применением двухслойных по времени полуневяных схем по координатного расщепления на прямоугольных контрольных объемах. Расчет поправок давления осуществляется из преобразованного уравнения неразрывности с использованием итерационной процедуры типа SIMPLE Патанкара и Сполдинга [9]. Алгоритмы решения рассматриваемых задач с учетом процессов горения аналогичны алгоритму, представленному в [5]. Комплекс алгоритмов и программ для моделирования динамики огненных образований при пожарах в атмосфере реализован на ПЭВМ IBM PC AT-386/387. Все расчеты проводились на равномерных прямоугольных сетках 31×31 и 41×41 с переменными временными шагами, которые вычислялись из условия Куранта, определяемого максимальными значениями скоростей потока на предыдущем временном слое. При этом точность расчетов контролировалась условиями локального и интегрального выполнения уравнения сохранения массы и составляла не менее 0,05.

2. Пламена и огненные вихри. В рассматриваемых ниже примерах моделирования огненных образований скорость потери массы с единицы площади горения задавалась в виде зависимости

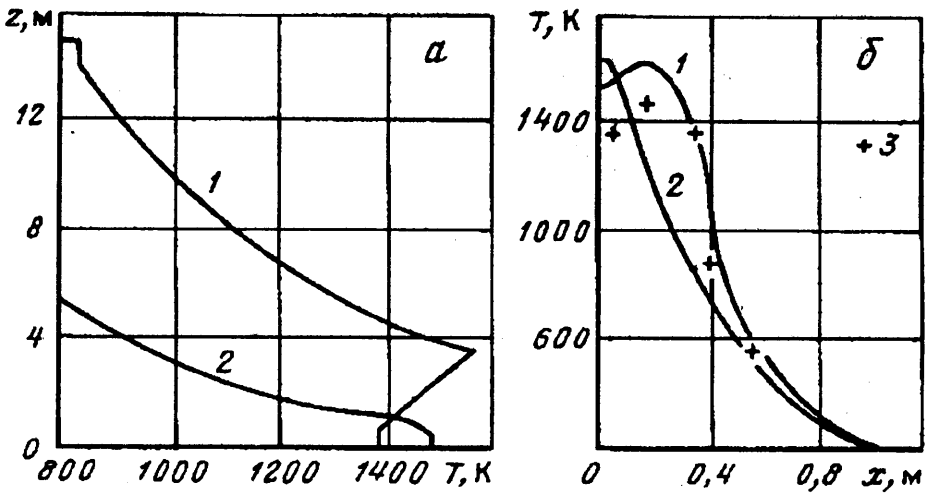
$$m_s = m_m \tau / \tau_m, \quad \tau < \tau_m; \quad m_s = m_m, \quad \tau > \tau_m$$

Объемная скорость массовыделения паров горючего m_v в зоне высотой h_2 вычислялась из соотношения $m_v = m_s / h_2$, при этом безразмерное значение m_v задавалось в виде $m_v = m_{v,r_1} / (\rho_1 u_1)$. Вне этой зоны принималось $m_v = 0$. Для численного моделирования экспериментально исследованных открытых пламен и огненных вихрей массовые стехиометрические коэффициенты, теплоемкость и молекулярный состав смеси газов рассчитывались исходя из реакции горения гексана

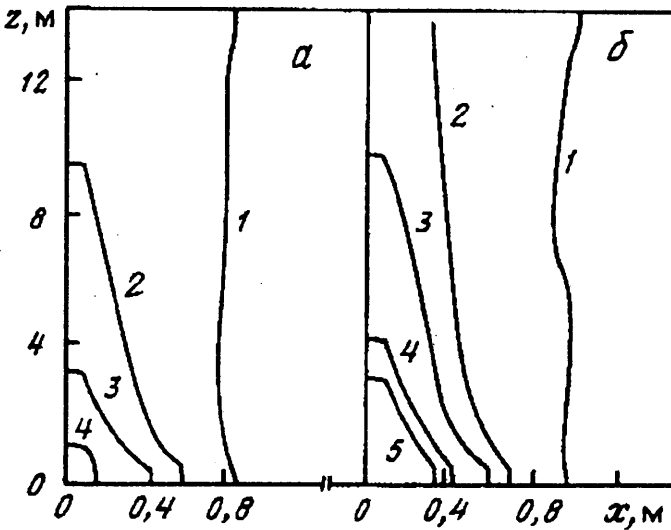


с теплотой испарения $L_f = 3,36 \cdot 10^5 \text{ Дж/кг}$ и теплотой горения $Q_f = 44,7 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}$ [10]. Доля потерь тепла излучением принималась равной $\alpha_R = 0,4$.

Ниже представлены результаты моделирования процесса горения керосина на открытом пространстве в отсутствие ($v_1 = 0$) и при наличии внешней завихренности ($v_1 = 2 \text{ м/с}$) при очаге пожара $r_1 = 0,7 \text{ м}$. Моделирование свободного пламени и



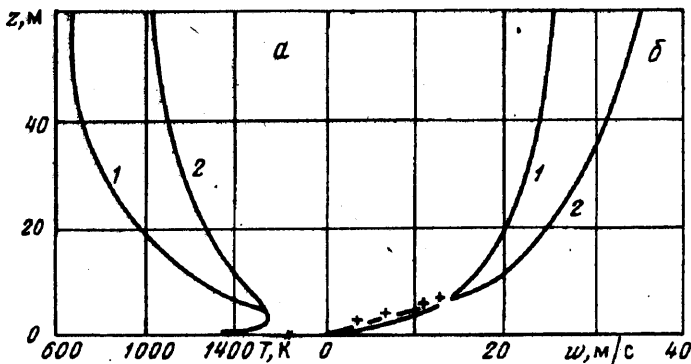
Фиг. 1



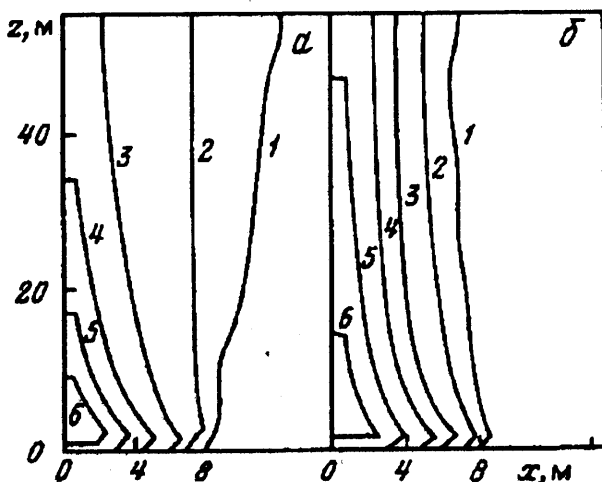
Фиг. 2

огненного вихря производилось в расчетных областях $2,4 \times 15$ м. Значения установившейся скорости потери массы с единицы площади задавались из данных экспериментов по сжиганию керосина в поддоне с $r_1 = 0,7$ м на открытом воздухе и в экспериментальной установке с системой 20 вертикальных завихрителей. Для указанных условий они равнялись $0,042$ и $0,084$ $\text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ соответственно. В расчетах время выхода на стационарный режим испарения принималось равным $\tau_m = 12$ с.

Вертикальные профили температуры на осях огненного вихря и свободного пламени имеют для рассматриваемых условий качественное различие (фиг. 1, а, кривые 1, 2), связанное с уменьшением вовлечения воздуха в огненном вихре и увеличением при этом скорости выгорания жидкости. Различны и расчетные радиальные профили температур в закрученном и свободном пламени (фиг. 1, б, кривые 1, 2). Следует отметить удовлетворительное согласие расчетных (кривая 1)



Фиг. 3



Фиг. 4

и экспериментальных радиальных профилей температур на высоте $z = 1,5$ м (отмечены символом 3) в огненном вихре.

В отличие от свободного пламени профили температур в огненном вихре являются немонотонными функциями высоты и радиуса. Качественно аналогичный характер изменения температуры по радиусу огненного вихря отмечался при исследовании горения ацетона в установке с вращающимся завихрителем [11]. Причина нарушения монотонности указанных профилей состоит в том, что горение в закрученном пламени происходит в двух различных режимах: для описываемых экспериментов в зоне высотой $z < 4$ м оно идет с избытком паров топлива, а в зоне $z > 4$ м — с избытком кислорода. На то, что процесс свободного горения на открытом воздухе при $v_i = 0$ в рассматриваемых условиях происходит при большом избытке кислорода воздуха, указывают изолинии функции смешения, значения которой положительны ($f > 0$) во всей расчетной области (фиг. 2, а). На фиг. 2 изолиниям с номерами 1—5 соответствуют значения функции смешения $f = 0,99; 0,75; 0,50; 0,10; -0,10$. В ядре огненного вихря (фиг. 2, б) горение в значительной области $z < 4$ м происходит в режиме избытка паров топлива ($f < 0$).

При отсутствии внешней завихренности ($v_i = 0$) расчетная высота факела пламени, определяемая для данного очага пожара по изолинии 1100 К, в установившейся стадии процесса горения не превышает значения $2d = 2,8$ м.

При наличии внешней завихренности ($v_1 = 2$ м/с) высота факела достигает величины $bd = 8,4$ м. В отличие от свободного пламени минимальное избыточное давление внутри вихря падает до величины 40 Па, что согласуется с соответствующими экспериментально измеренными величинами 36—44 Па.

Результаты моделирования большого открытого пламени применительно к условиям сжигания горючей жидкости типа бензина в резервуаре с площадью 162 м² [12] представлены на фиг. 3—4. Моделирование производилось в расчетной области 28×56 м с эквивалентным радиусом очага пожара $r_1 = 7$ м методом установления. При этом предполагалось, что $\tau_m = 12$ с, а максимальная скорость выгорания $m_m = 0,08$ кг/(м² · с) соответствовала экспериментальным данным.

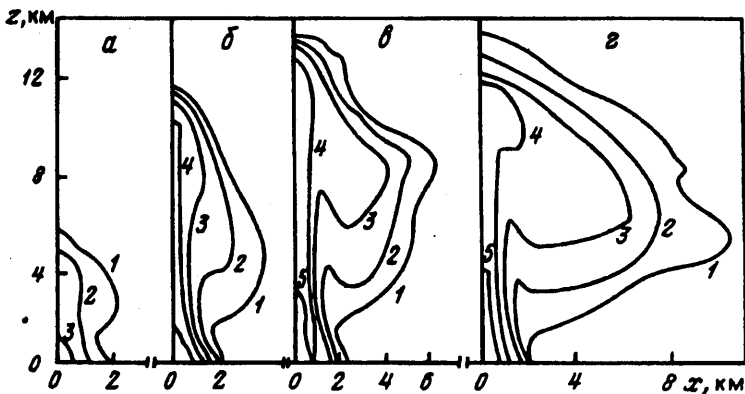
Представленные на фиг. 3, а, б расчетные осевые вертикальные профили температур и скоростей в пламени (кривые 1) удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными (отмечены символом 3) [12], относительные отклонения при этом составляют не более 10—15%. Для заданной скорости потери массы паров топлива максимальные расчетные температуры в огненном вихре практически совпадают с соответствующими величинами в свободном пламени (фиг. 3, а, кривые 1, 2), однако вверх по потоку температура в огненном вихре более высокая.

Значения вертикальных скоростей на оси течения увеличиваются при этом от 24 м/с в свободном пламени до 35 м/с в огненном вихре (фиг. 3, б, кривые 1, 2). В отличие от полностью радиального течения с максимальной скоростью вовлечения $u_m = 6$ м/с в свободном пламени величины горизонтальных скоростей в огненном вихре определяются значениями тангенциальных составляющих, изменяющихся от $v_1 = 2$ м/с на границе расчетной области до $v_m = 15$ м/с в зоне интенсивного вращения ядра огненного вихря. При этом максимальная радиальная составляющая скорости в вихре $u_m = 6$ м/с практически не отличается от соответствующего значения в свободном пламени.

Поля температур в свободном пламени при радиусе очага пожара $r_1 = 7$ м (фиг. 4, а) указывают на характерное для обычных струйных течений расширение потока горячих газов и вовлечение окружающего воздуха. При наличии внешней завихренности $v_1 = 2$ м/с, задаваемой по всей высоте области на расстоянии 28 м от центра очага пожара (с той же скоростью потери массы паров топлива), пламя генерирует огненный вихрь, поля температур которого, представленные на фиг. 4, б, расположены в области, имеющей характерную для огненных вихрей форму вертикального цилиндрического столба. При этом такой горячий столб имеет более высокие температуры внутри своего ядра. Изолинии 1—6 на данных рисунках соответствуют значениям температур 300, 340, 500, 700, 1000, 1300 К. Так, уровень достижения температуры $T = 1000$ К (изолиния 5) повышается от значения 3 r_1 для свободного пламени (фиг. 4, а) до 7 r_1 в огненном вихре (фиг. 4, б). Аналогичный характер распределения в пламени и в огненном вихре имеют поля концентраций продуктов горения.

3. Огненный шторм при большом городском пожаре. Для апробации математической модели огненного шторма использованы данные о реальном крупном городском пожаре, имевшем место во время второй мировой войны в г. Гамбурге [13]. До настоящего времени для описания таких пожаров использовались математические модели [14—15], не учитывающие характерного для огненных вихрей закручивания конвективных потоков под влиянием слабой внешней завихренности. Лишь в [16] такой механизм частично учтен в упрощенной струйной модели конвективной колонки. Однако из-за недостаточности данных о коэффициенте вовлечения при наличии закрутки и ряда других приближений, характерных для таких моделей, подробная информация о динамике параметров огненных штормов в указанной работе не могла быть получена.

Моделирование огненного шторма в настоящей работе производилось в расчетной области 12×15 км с эквивалентным радиусом очага пожара $r_1 = 2$ км. Скорость выгорания^{*} древесной горючей нагрузки m_m выбиралась из условия



Фиг. 5

максимального тепловыделения $Q_m = 1,7 \cdot 10^{12}$ Вт, достигаемого линейно за первые 1/2 ч с момента инициирования пожара. Согласно такому сценарию, $m_m = -Q_m/Q_{fu}$, где теплота сгорания древесины $Q_f = 18,6 \cdot 10^6$ Дж/кг. Массовые стехиометрические коэффициенты для реакции горения древесины принимались равными: $S = 1,30$; $S_{H_2O} = 0,56$; $S_{CO_2} = 1,71$; $S_{CO} = 0$; $S_C = 0,03$. Доля потерь тепла излучением задавалась равной $\kappa_R = 0$.

Распределение внешней вертикальной завихренности по высоте атмосферы задавалось на расстоянии 8000 м от центра очага пожара аналогично [16] и имело следующий вид (для тангенциальной составляющей скорости v , м/с):

$$v = 0,417z^2 - 0,083z + 4, \quad z < 3000 \text{ м}; \quad v = 0, \quad z > 3000 \text{ м}$$

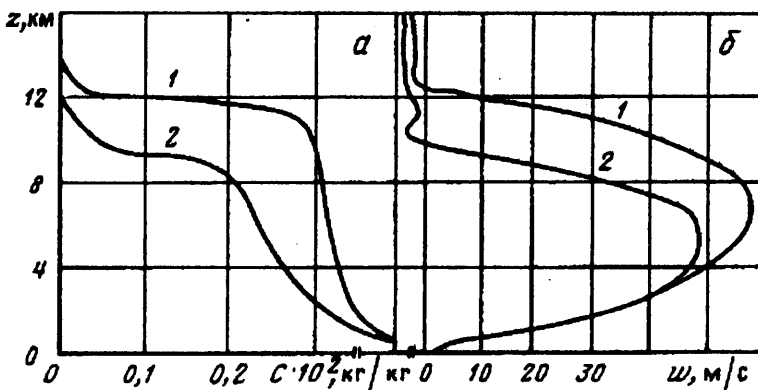
На поверхности земли при $r_2 = 8000$ м это соответствует наличию слабой циркуляции $\Gamma = v_1$, $r_2 = 3,2 \cdot 10^4$ м²/с, при $v_1 = 4$ м/с в предварительно существующем фоновом вихре.

Распределение температуры по высоте атмосферы принималось стандартным вплоть до высоты тропопаузы, равной 11 км, выше которой температура полагалась постоянной.

Расчетные поля концентраций продуктов горения $C \cdot 10^2$ кг/кг над очагом пожара, полученные на основе сформулированной выше модели с учетом наличия слабой внешней циркуляции атмосферы, показаны на фиг. 5 (изолинии 1—5 соответствуют значениям 0,03—0,31 с интервалом 0,07). Конвективный перенос внешней вертикальной завихренности, направленный к оси симметрии радиальным течением, приводит к увеличению скорости вращения над очагом пожара к моменту 600 с. Однако заметного изменения полей концентраций продуктов горения по сравнению с обычной конвективной колонкой даже к моменту $\tau = 900$ с (фиг. 5, а) не наблюдается. Влияние закручивания ядра конвективной колонки на распределение концентраций продуктов горения отчетливо начинает проявляться лишь к моменту достижения максимальной мощности очага пожара, при $\tau = 1800$ с (фиг. 5, б). Высота выброса продуктов горения с концентрацией $C = 0,0024$ кг/кг к этому моменту превышает 10 км (изолиния 4), что в 2,5 раза выше соответствующей изолинии без учета вертикальной циркуляции.

Наибольшая высота подъема продуктов горения в огненном шторме достигает 12 км в момент $\tau = 3600$ с (фиг. 5, в), что согласуется с расчетными данными [17]. Максимальная высота подъема продуктов горения в незакрученной конвективной колонке к этому моменту времени не превышает 10 км.

К моменту времени $\tau = 7200$ с вследствие вращения огненного ядра, а также передачи вращательного импульса всему конвективному столбу, в том числе грибообразному облаку, распространение продуктов горения происходит на рас-



Фиг. 6

стояние не более 10 км от оси очага пожара (фиг. 5, з), что в 1,5 раза меньше соответствующего радиуса загрязнения атмосферы конвективной колонкой.

Вертикальные осевые профили концентрации продуктов горения при $\tau = 3600$ с (фиг. 6, а) указывают на значительно большее содержание продуктов горения в огненном шторме (кривая 1) по сравнению с обычной конвективной колонкой (кривая 2). Высоты подъема огненного шторма и конвективной колонки (фиг. 6, б), определяемые по координате z , в которой вертикальная составляющая скорости на оси равна нулю, при $\tau = 3600$ с составляют 11,8 (кривая 1) и 9,5 км (кривая 2). Изгиб вертикальных осевых профилей концентрации продуктов горения происходит именно в этих точках и объясняется сменой направления вертикального движения (кривые 1, 2 на фиг. 6, а, б).

Расчет динамики полей горизонтальных скоростей при развитии огненного шторма показал, что в момент времени $\tau = 900$ с вблизи поверхности земли преобладают радиальные скорости. К моменту времени $\tau = 1800$ с в большей части нижней зоны тангенциальные скорости сравниваются с радиальными и при $\tau = 3600$ с значение v в ядре огненного шторма достигает 25 м/с. Полное развитие вращательного движения с максимальными скоростями $v = 14$ м/с, $v = 45$ м/с происходит, однако, только к моменту времени $\tau = 5400$ с. Максимальное значение суммарной горизонтальной скорости при этом находится вблизи границы ядра огненного шторма при $x = 600$ м.

4. Основные результаты. Впервые численно реализованы такие огненные образования при пожарах на открытом пространстве, как огненные вихри. Показано, что пламена в огненных вихрях имеют форму вертикальных цилиндрических столбов. Подтверждено значительное увеличение высоты пламен в огненных вихрях по сравнению со свободными пламенами (не менее чем в 2 раза). Установлено, что горение внутри малых ($r_1 = 0,7$ м) огненных вихрей происходит с избытком паров горючих веществ в отличие от аналогичных свободных пламен, где горение происходит с избытком кислорода.

Впервые численно реализован возникающий при массовых пожарах огненный шторм. Установлено качественное и количественное различие процессов тепло-массопереноса над крупными очагами пожаров в отсутствие и при наличии внешней вертикальной завихренности. Для моделируемой ситуации показано, что в отличие от обычных конвективных колонок с максимальными горизонтальными скоростями 14 м/с в огненном шторме в течение 1—1,5 ч развивается сильно закрученное течение с тангенциальными скоростями 25—45 м/с. Высота подъема продуктов горения и их содержание в огненном шторме при одинаковой поверхностной скорости массовыделения паров горючего увеличивается по сравнению с конвективной колонкой более чем в 1,2 раза.

Разработанный комплекс моделей пожаров с учетом процессов горения, ал-

горитмов и программ их численной реализации перспективен для исследования динамики больших открытых пламен, огненных вихрей различного масштаба, а также огненных штормов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Luti F. M. Some characteristics of two-dimensional starting mass fire with cross flow//Combust. Sci. and Technol. 1981. V. 26. № 1—2. P. 25—33.
2. Брабандер О. П., Вдовина О. А., Гришин А. М., Грузин А. Д. Исследование условий перехода низового лесного пожара в верховой//Физика горения и взрыва. 1988. Т. 24. № 4. С. 58—64.
3. Гостинцев Ю. А., Махвиладзе Г. М., Новожилов В. Б. Начальная стадия развития большого пожара, инициированного излучением//Горение конденсированных систем: Матер. 9-го Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву, Суздаль, 1989. Черногловка, 1989. С. 101—104.
4. Hjertager B. H., Magnussen B. F. Computer simulation of flow, heat transfer and combustion in three-dimensional furnaces//Arch. Combust. 1982. V. 2. № 1/2. P. 23—48.
5. Рыжов А. М. Математическое моделирование пожаров в помещениях с учетом горения в условиях естественной конвекции//Физика горения и взрыва. 1991. Т. 27. № 3. С. 40—47.
6. Гупта А., Лилли Д., Сайред Н. Закрученные потоки. М.: Мир, 1987. 588 с.
7. Yang K. T., Lloyd J. R., Kanury A. M. Modelling of turbulent buoyant flows in aircraft cabins//Combust. Sci. and Technol. 1984. V. 39. № 1—6. P. 107—118.
8. Kumar S., Cox G. Mathematical modelling of fires in road tunnels//5th Intern. Symp. on the Aerodynamics and Ventilation of Vehicle Tunnels. Lille (France), 1985. P. 61—68.
9. Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкостей. М.: Энергоатомиздат, 1984. 150 с.
10. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.
11. Emmons H. W., Ying S. J. The fire whirl//11th Sympos. (Intern.) on Combustion, Berkeley, 1966. Pittsburg: Combustion Inst., 1967. P. 475—488.
12. Schneider M. E., Kent L. A. Measurements of gas velocities and temperatures in a large open pool fire//Fire Technol. 1989. V. 25. № 1. P. 51—80.
13. Ebert C. H. V. The meteorological factor in the Hamburg fire storm//Weatherwise. 1963. V. 16. № 2. P. 70—75.
14. Гостинцев Ю. А., Копылов Н. П., Рыжов А. М., Хасанов И. Р. Загрязнение атмосферы большими пожарами: Препринт. Черногловка: ИХФ РАН. 1991. 59 с.
15. Small R. D., Heikes K. E. Early cloud formation by large area fires//J. Appl. Meteorol. 1988. V. 27. № 5. P. 654—663.
16. Carrier G. F., Fendell F. E., Feldman P. S. Firestorms//J. Heat Transfer. 1985. V. 107. № 1. P. 19—27.
17. Cotton W. R. Atmospheric convection and nuclear winter//Amer. Sci. 1985. V. 73. № 3. P. 275—280.

Москва

Поступила в редакцию
29.I.1993