

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КРУПНОМАСШТАБНОГО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ПОЖАРА

Н. П. Копылов, А. М. Рыжов, И. Р. Хасанов
(Москва)

В [1, 2] приведены результаты серии экспериментов по проекту Flambeau, в котором исследованы поведение и характеристики крупных лесных и городских пожаров. Горючая нагрузка на площади ~20 га состояла из нескольких сотен отдельных штабелей можжевельника, смешанного с сосновыми бревнами и стружками. Штабеля размером 15 × 15 м располагали на расстоянии 7,5 м друг от друга. В экспериментах измеряли скорости потери массы и потоков и температуры в области пожара и окружающей атмосфере. Очаг пожара имел форму квадрата со стороной 500 м, высота пламени, наблюдаемая в опытах, достигала 20 м. Максимальная скорость тепловыделения, зафиксированная в экспериментах, составляла $4,1 \cdot 10^5$ Вт/м².

Математическому моделированию крупных пожаров в атмосфере посвящены работы [3—6]. В [3] для исследования аэродинамики среды при пожарах использовалась стационарная линейная модель. Общая математическая модель лесного пожара предложена в [4], по которой пожар моделировался плоским очагом повышенной температуры. В [5] дается постановка задачи о распространении двумерного верхового лесного пожара. Попытка использования струйной теории с учетом эффектов дефицита давления для исследования крупных пожаров предпринята в [6].

В настоящей работе для численного исследования развития конвективной колонки и аэродинамики среды при крупных пожарах используется осесимметричная математическая модель, которая более точно в сравнении с плоской моделью отражает реальные физические явления, происходящие при формировании и развитии мощных конвективных колонок на пожарах в атмосфере. Система нестационарных уравнений, описывающая осесимметричное турбулентное движение вязкого, сжимаемого и теплопроводного газа над очагом пожара запишется в следующем виде:

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x}(\rho u^2 x) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho uv) = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} \left(2\mu_{\text{эфф}} x \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left[\mu_{\text{эфф}} \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] - 2\mu_{\text{эфф}} \frac{u}{x^2}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x}(\rho u xv) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v^2) = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu_{\text{эфф}} x \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left(2\mu_{\text{эфф}} \frac{\partial v}{\partial x} \right) - \rho g, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho c_p T)}{\partial t} + \frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x}(\rho c_p u x T) + \frac{\partial}{\partial y}(c_p \rho v T) = \\ = \frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} \left(k_{\text{эфф}} x \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k_{\text{эфф}} \frac{\partial T}{\partial y} \right) + Q, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{x} \frac{\partial(\rho u x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0, \quad (4)$$

где u , v — горизонтальная и вертикальная составляющие скорости; ρ — плотность; p — давление; T — температура; c_p — теплоемкость газа при постоянном давлении; g — ускорение силы тяжести; $\mu_{\text{эфф}}$, $k_{\text{эфф}}$ — эффективные коэффициенты вязкости и теплопроводности. Очаг пожара моделируется объемным источником тепла переменной мощности Q , мак-

симальное значение которой Q_{\max} достигается за заданное время t_{\max} . Давление, температура и плотность связаны уравнением состояния

$$p = \rho TR_g/M \quad (5)$$

(R_g — универсальная газовая постоянная). Начальное распределение плотности и давления подчиняется соотношению гидростатического равновесия $\frac{\partial p}{\partial y} = -\rho g$. Молекулярная масса воздуха M принимается постоянной, двухфазность течения (присутствие дыма) не учитывается. Для замыкания системы определяющих уравнений (1)–(5) используется алгебраическая модель турбулентности [7], которая обобщает гипотезу Прандтля.

Граничные условия на оси симметрии расчетной области: $u = 0$ и градиенты остальных переменных равны нулю. На верхней и боковой границах градиенты скоростей входящего и выходящего потоков принимаются равными нулю. На правой боковой границе расчетной области давление принимается равным внешнему атмосферному, а на верхней — задается нулевой градиент. Температура входящего потока равна температуре окружающей среды, а в выходящем потоке — градиент температуры принимается равным нулю. На поверхности земли задаются отсутствие скольжения ($u = v = 0$) и изотермическое условие ($T = T_0$ — вне зоны горения). Предполагая, что основной теплоотвод из зоны горения направлен в атмосферу, на поверхности земли в этой зоне принимается условие $T = 0,5(T_r + T_0)$, где T_r — температура в очаге горения. В начальный момент времени поля скоростей, температуры и давления предполагаются заданными.

Для численной реализации определяющих уравнений (1)–(4) используется конечно-разностный метод, описанный в [8, 9] и модифицированный для решения подобных задач в [10, 11]. После вычисления температуры из уравнения энергии (3) находилась плотность из (5). Давление и скорости потоков определялись методом предиктор — корректор с использованием итераций. В качестве критерия для прекращения итерационного процесса использовалось условие выполнения уравнения неразрывности (4) до заданной точности.

Решение задачи моделирования крупномасштабного эксперимента Flamebea осуществлялось в численной области 2000×2000 м с размером пространственной сетки 50×50 м. Для расчета 1 мин реального процесса требовалось 12 мин машинного времени на ЭВМ ЕС-1055. Учитывая форму экспериментального пожара и тенденцию конвективной колонки к принятию осесимметричной формы, очаг пожара моделировался осесимметричным нестационарным источником тепловыделения. Источник тепловыделения мощностью, равной мощности экспериментального пожара, имел размер в сечении 250×50 м. Максимальная объемная скорость тепловыделения внутри источника составляла $0,802 \cdot 10^4$ Вт/м³. В численном расчете эта величина достигалась линейно за $t_{\max} = 200$ с, что соответствует опытным значениям времени достижения максимальной скорости тепловыделения [2].

На рис. 1 показаны расчетные поля температур над полуобластью осесимметричного пожара в различные моменты времени. В момент времени t_1 конвективная колонка достигает высоты $y = 550$ м, в момент t_2 $y = 1400$ м. К времени t_3 конвективная колонка выходит за пределы рассматриваемой области (2000 м). При этом практически завершается установление значений термогазодинамических параметров пожара. Расчетная динамика полей скоростей потоков в районе пожара представлена на рис. 2. Достаточно интенсивная вихревая область, возникающая в районе пожара, поднимается вверх вместе с конвективной колонкой. В установившемся состоянии максимальные расчетные горизонтальные скорости втекания воздуха в район пожара (в его нижней части) составляют 10–12 м/с, а скорость оттока продуктов из зоны горения (вертикальная скорость) 25–32 м/с.

Рис. 1. Расчетные поля температур над экспериментальным пожаром.

а) $t_1 = 100$ с, 1 — 300 К, 2 — 322, 3 — 345 К; б) $t_2 = 150$ с, 1 — 304 К, 2 — 324 К, 3 — 344, 4 — 384, 5 — 464 К; в) $t_3 = 200$ с, 1 — 307 К, 2 — 333, 3 — 359, 4 — 412, 5 — 516 К.

Воздействие пожара на аэродинамику среды весьма существенно. На расстоянии 750 м от границы пожара в приземном слое наблюдаются потоки со скоростью до 1 м/с, направленные в район горения. Значения скоростей этих потоков растут по мере приближения к пожару и достигают наибольших величин на его границе (12 м/с). В зоне пожара этот горизонтальный поток поворачивается и вместе с продуктами горения устремляется вертикально вверх. В экспериментах [1, 2] отмечены близкие значения горизонтальных и вертикальных скоростей потоков воздуха и продуктов горения: 8—14 и 24—30 м/с соответственно.

Расчитанные в [12] значения вертикальных скоростей над обсуждаемым пожаром не превосходят 4 м/с, что не соответствует не только экспериментальным данным, но и правильной физической картине. При таких низких скоростях потоков распределение температуры над очагом пожара, полученное в [12], соответствует теплопроводному режиму теплопереноса, что маловероятно для мощного и крупного пожара.

Таким образом, предложенная математическая модель правильно отражает физику явления при осесимметрично развивающихся пожарах. В этой связи она может быть использована для прогнозирования термогазодинамических параметров нестационарно развивающихся конвективных колонок при крупных пожарах в атмосфере.

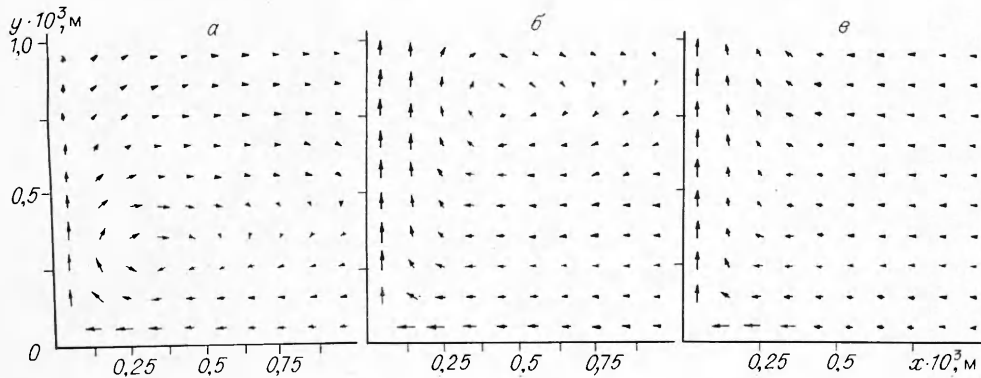
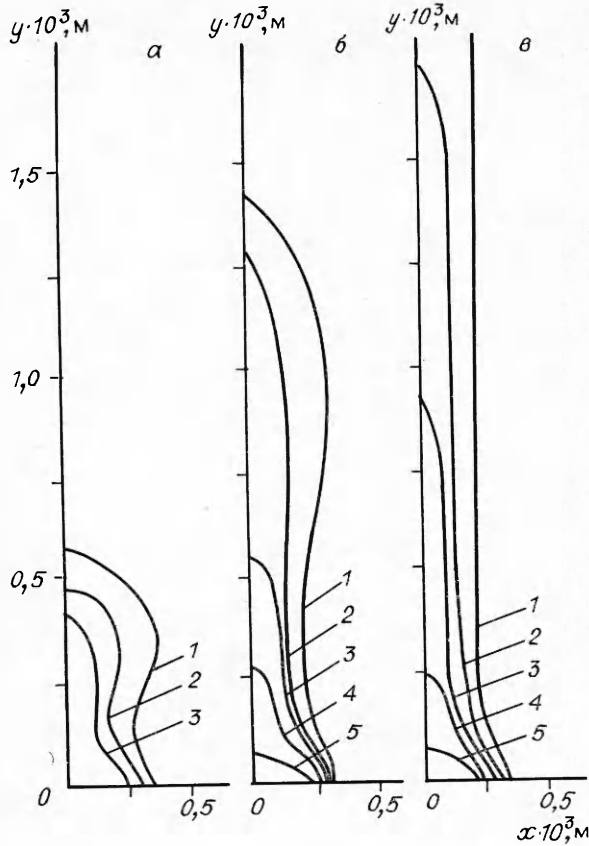


Рис. 2. Расчетные поля скоростей над экспериментальным пожаром.

а) $t_1 = 100$ с, $u_{\max} = 10$ м/с, $v_{\max} = 25$ м/с; б) $t_2 = 150$ с, $u_{\max} = 10,8$ м/с, $v_{\max} = 30,7$ м/с; в) $t_3 = 200$ с, $u_{\max} = 12$ м/с, $v_{\max} = 32$ м/с.

ЛИТЕРАТУРА

1. Countryman C. M. Project Flambeau. An Investigation of Mass Fire (1964—1967): Final Report.— Calif.: Berkley, 1968.— Vol. 1.
2. Palmer T. Y. Atmospheric Environment, 1981, 15, 10—11, 2079.
3. Гостинцев Ю. А., Суханов Л. А. Аэродинамика среды при больших пожарах. Линейный пожар/Препр. АН СССР. ИХФ.— Черноголовка, 1977.
4. Гришин А. М. Математические модели лесных пожаров.— Томск: Изд-во ТГУ, 1981.
5. Гришин А. М., Грузин А. Д., Зверев В. Г. ФГВ, 1985, 21, 1, 21.
6. Carrier G. F., Fendell F. E., Feldman P. S. Comb. Sci. Technol., 1984, 39, 1—6, 135.
7. Yang K. T., Lloyd J. R., Kanury A. M. et al. Comb. Sci. Technol., 1984, 39, 1—6, 107.
8. Harlow F. H., Welch J. E. Phys. Fluids, 1965, 3, 12, 2182.
9. Patankar S. Y., Spalding D. B. Intern. J. Heat Mass Transfer, 1972, 15, 1787.
10. Рыжов А. М., Хасанов И. Р. Огнестойкость строительных конструкций.— М.: ВНИИПО, 1986.
11. Копылов Н. П., Рыжов А. М., Хасанов И. Р. Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение гетерогенных и газовых систем: Материалы VIII Всесоюз. симп. по горению и взрыву.— Черноголовка, 1986.
12. Small R. D., Larson D. A. Israel J. of Technol., 1984/5, 22, 173.

Поступила в редакцию 18/1 1988,
после доработки — 21/XI 1988

УДК 614.841.12

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОДОРОДОВОЗДУШНОГО ПЛАМЕНИ С ПЕРЕМЕННЫМИ КОЭФФИЦИЕНТАМИ ПЕРЕНОСА

Ю. Н. Шебеко, А. Я. Корольченко, А. Н. Баратов, В. Г. Шамонин
(Балашиха)

Для детального понимания механизма распространения ламинарных газоздушных пламен представляет интерес выявление относительной роли процессов диффузии и теплопроводности. Один возможный путь такого исследования — варьирование коэффициентов диффузии D_i и теплопроводности λ . Поскольку в эксперименте варьирование коэффициентов переноса трудноосуществимо, имеющиеся исследования в этой области выполнены теоретически [1—4]. В [1] проведен асимптотический анализ распространения одномерного пламени с одной необратимой химической реакцией и с переменными \bar{D}_i и λ . Однако полученное в этой работе выражение для массовой скорости горения содержит такой параметр, как порядок реакции, который априори определить для конкретной газоздушной смеси трудно. Это снижает ценность результатов [1].

В [2] показано, что вариация коэффициентов \bar{D}_i вблизи их реальных значений слабо влияет на нормальную скорость горения S_u стехиометрического метановоздушного пламени, в то время как аналогичное изменение коэффициента теплопроводности существенно меняет величину S_u . В работе [3] также отмечен преимущественно тепловой характер распространения метановоздушного пламени в отличие от пламени H_2 — воздух, где процессы диффузии более заметны. В [4] проведено численное моделирование распространения стехиометрического метановоздушного пламени с варьированием коэффициентов диффузии и теплопроводности в значительно более широких пределах, чем в [2]. Показано, что, хотя при относительно небольшой вариации коэффициентов диффузии (не более чем в 10 раз) величина S_u практически не меняется, изменение коэффициентов диффузии более чем в 1000 раз приводит к падению скорости до $S_u \leq 4$ см/с. В то же время при $\lambda = 0$ и реальных D_i $S_u > 10$ см/с.

Представляет интерес оценить аналогичным образом влияние вариаций коэффициентов переноса в широких пределах на нормальную