

УДК 532.517.4:536.253

© 1990 г.

Ю. А. ГОСТИНЦЕВ, Н. П. КОПЫЛОВ, А. М. РЫЖОВ,
И. Р. ХАСАНОВ

КОНВЕКТИВНЫЙ ПЕРЕНОС ПРОДУКТОВ СГОРАНИЯ В АТМОСФЕРЕ НАД БОЛЬШИМИ ПОЖАРАМИ

Возникающие при крупных пожарах в атмосфере интенсивные конвективные движения способствуют подъему и распространению на значительные расстояния продуктов горения. Проникновение в стратосферу аэрозольных частиц (сажи, пепла) может приводить к локальным и региональным климатическим изменениям [1]. В связи с этим представляет интерес исследование развития конвективных колонок над пожарами и их способности к переносу аэрозоля.

Приближенное количественное описание восходящих конвективных потоков, обусловленных пожарами, в атмосфере можно проводить в пределах теории турбулентных плавучих струй. Разработанные в [2, 3] аналитические модели восходящей турбулентной струи с соответствующими полуэмпирическими гипотезами турбулентности использовались в [4, 5] для оценки высоты подъема конвективных потоков дыма над тепловыми источниками в стратифицированной атмосфере.

Численному исследованию аэродинамики среды при пожарах в атмосфере на основе решения общих уравнений сохранения посвящен ряд работ [6–12]. В [6, 7] исследуется динамика приземного слоя атмосферы в окрестности очага пожара. В [8, 9] описывается развитие конвективных потоков над пожаром при наличии ветра, а в [10] – при взаимодействии двух очагов горения. Динамика распространения продуктов горения на значительные расстояния от крупного пожара моделируется в [11, 12].

В настоящей работе предлагается нестационарная осесимметричная модель развития турбулентной конвективной колонки продуктов горения над пожаром в стратифицированной атмосфере. Модель учитывает сжимаемость газа, диффузию аэрозольных частиц и позволяет прогнозировать динамику подъема и высоту зависания конвективной колонки, а также – распределение аэрозоля в атмосфере. Проводится сравнение численных и экспериментальных данных.

1. Рассмотрим турбулентное движение вязкого сжимаемого теплопроводного газа над очагом пожара в невозмущенной стратифицированной атмосфере. Будем моделировать очаг пожара объемным источником тепла Q ($\text{Вт} \cdot \text{м}^{-3}$) и массы аэрозоля S ($\text{кг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-3}$) с заданным законом их изменения во времени. Предположим, что величины Q , S постоянны внутри цилиндрической зоны тепловыделения, ограниченной площадью пожара πR_0^2 и высотой источника h , и равны нулю вне этой зоны. Выберем за начало цилиндрической системы координат центр очага пожара на поверхности земли (r и z – радиальная и вертикальная координаты). Начальное распределение температуры T_a и давления P_a в атмосфере примем в соответствии с моделью Международной стандартной атмосферы. Температура линейно меняется с высотой с постоянным градиентом $\partial T / \partial z = -0,0065$ °/м вплоть до уровня тропопаузы, находящейся на высоте 11 км. Давление удовлетворяет уравнению гидростатики $\partial P_a / \partial z = -\rho_a g$, где $\rho_a(z)$ – плотность невозмущенной атмосферы, g – ускорение свободного падения.

Для описания возникающих при пожарах в атмосфере конвективных движений газа воспользуемся уравнениями Навье – Стокса с эффективными коэффициентами турбулентного переноса. Распространение тепла и аэрозольных частиц будем описывать уравнениями энергии и турбулентной диффузии. Система уравнений, определяющая развитие такого процесса

имеет следующий безразмерный вид:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (\rho r u)}{\partial r} + \frac{\partial (\rho v)}{\partial z} = 0 \quad (1.1)$$

$$\frac{D(\rho u)}{Dt} = -\frac{\partial P}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \tau_{rr})}{\partial r} + \frac{\partial \tau_{rz}}{\partial z} - \frac{2}{\text{Re}} \frac{u}{r^2} \quad (1.2)$$

$$\frac{D(\rho v)}{Dt} = -\frac{\partial P}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \tau_{rz})}{\partial r} + \frac{\partial \tau_{zz}}{\partial z} - \frac{g R_0}{u_0^2} (\rho - \rho_a) \quad (1.3)$$

$$\begin{aligned} \frac{D(\rho T)}{Dt} &= \frac{\gamma}{r} \frac{\partial (r q_r)}{\partial r} + \gamma \frac{\partial q_z}{\partial z} - \\ &- \frac{(\gamma-1) u_0^2}{R T_0} \left(P + \frac{P_a}{\rho_0 u_0^2} \right) \left[\frac{1}{r} \frac{\partial (r u)}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right] + \gamma I \end{aligned} \quad (1.4)$$

$$\frac{D(\rho C)}{Dt} = \frac{1}{r} \frac{\partial (r k_r)}{\partial r} + \frac{\partial k_z}{\partial z} + m \quad (1.5)$$

$$\rho = \frac{1}{T} \left(\frac{u_0^2}{R T_0} P + P_a \right) \quad (1.6)$$

$$\begin{aligned} \tau_{rr} &= \frac{2}{\text{Re}} \frac{\partial u}{\partial r}, & \tau_{rz} &= \frac{1}{\text{Re}} \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial r} \right), & \tau_{zz} &= \frac{2}{\text{Re}} \frac{\partial v}{\partial z}, & q_r &= \frac{1}{\text{Re Pr}} \frac{\partial T}{\partial r} \\ q_z &= \frac{1}{\text{Re Pr}} \frac{\partial T}{\partial z}, & k_r &= \frac{1}{\text{Re Sc}} \frac{\partial C}{\partial r}, & k_z &= \frac{1}{\text{Re Sc}} \frac{\partial C}{\partial z}, & I &= \frac{Q R_0}{c_{p0} \rho_0 T_0 u_0} \\ m &= \frac{S R_0}{\rho_0 u_0}, & \frac{DA}{Dt} &= \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r u A)}{\partial r} + \frac{\partial (v A)}{\partial z} \end{aligned}$$

Здесь t — время; u, v — радиальная и вертикальная составляющие скорости; c_{p0} — теплоемкость при постоянном давлении; γ — показатель адиабаты; R — газовая постоянная; C — массовая концентрация аэрозоля; $\text{Re}, \text{Pr}, \text{Sc}$ — числа Рейнольдса, Прандтля и Шмидта.

При обезразмеривании переменных в качестве их характерных величин принимались: для температуры и плотности их значения в невозмущенной атмосфере у поверхности земли (T_0, ρ_0); для пространственного масштаба — величина R_0 ; для масштаба времени — отношение R_0/u_0 , где u_0 — характерная скорость. Безразмерная величина динамического давления задавалась как $P = (P_s - P_a) / (\rho_0 u_0^2)$, где P_s — размерная величина давления. Гидростатическое давление невозмущенной атмосферы определялось соотношением $P_a = P_0 \exp[(-g R_0 / R T) z]$ (P_0 — значение гидростатического давления у поверхности земли). Числа Рейнольдса, Прандтля и Шмидта имеют вид

$$\text{Re} = \frac{\rho_0 u_0 R_0}{\mu}, \quad \text{Pr} = \frac{\mu c_{p0}}{\lambda}, \quad \text{Sc} = \frac{\mu}{\rho D}$$

где μ, λ, D — размерные эффективные коэффициенты динамической вязкости, теплопроводности и диффузии.

Для замыкания системы уравнений (1.1)–(1.6) воспользуемся алгебраической моделью турбулентности [12], которая для осесимметричного случая имеет вид

$$\begin{aligned} \mu &= \mu_l + \mu_t \\ \mu_t &= \frac{\rho l^2}{2} \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + 2 \left[\left(\frac{\partial u}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{u}{r} \right)^2 \right] \right\}^{1/2} \end{aligned}$$

где μ_l, μ_t — размерные коэффициенты ламинарной и турбулентной вязкости. Длина пути перемешивания l определялась аналогично [13]. Эффек-

тивные коэффициенты переноса при $Pr=Sc$ связаны соотношением $\mu = \rho_0 D = \lambda / c_{p0}$.

Граничные условия на оси течения задавались из условия симметрии. Поверхность земли считалась теплоизолированной и непроницаемой. В начальный момент времени задавались стандартные условия невозмущенной атмосферы

$$r=0: u = \frac{\partial v}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\partial P}{\partial r} = \frac{\partial C}{\partial r} = 0$$

$$z=0: u=v = \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial C}{\partial z} = 0$$

$$t=0: u=v=P=C=0, T=T_a(z)$$

На боковой и верхней границах расчетной области принимались следующие условия: градиенты скоростей равны нулю; для входящего в счетную область потока $T=T_a(z)$, $C=0$, для выходящего потока — градиенты температуры и концентрации нулевые. Давление на боковой границе — $P=0$, на верхней границе — $\partial P / \partial z = 0$.

2. Для численного решения определяющих уравнений (1.1)–(1.6) используется полуневьяная противопотоковая разностная схема с использованием метода контрольного объема [14], который основан на применении трех сдвинутых друг относительно друга сеточных шаблонов. Величины плотности, температуры, давления, концентрации аэрозоля определяются в центре основного контрольного объема. Составляющие скорости задаются на гранях контрольного объема (u — на левой и правой, v — на верхней и нижней). В связи с этим используются вспомогательные контрольные объемы, центры которых расположены на гранях основного.

Нестационарные члены в уравнениях (1.1)–(1.5) аппроксимируются разностями вперед по времени, диффузионные члены — центральными разностями, а конвективные члены — разностями против потока.

Процедура вычисления давления основана на итерационной схеме поправок давления [14]. На первом этапе этой процедуры определяются значения температуры T из уравнения энергии (1.4) с использованием значений плотности, скорости и давления из предыдущего временного шага. Затем, принимая во внимание тот факт, что при дозвуковых течениях плотность газа слабо зависит от давления, находятся значения ρ из уравнения состояния (1.6). Далее, используя значения поля давления P' из предыдущего временного слоя, определяются составляющие скорости из уравнений (1.2)–(1.3). Поскольку вычисленные значения скоростей u' и v' будут удовлетворять уравнению сохранения массы (1.1) с некоторыми ошибками, необходимо скорректировать поля давления и скоростей с целью уменьшения этих ошибок. Скорректированная оценка давления $P=P'+\Delta P$ используется для пересчета скорости, а при необходимости и для пересчета полей температуры и плотности. Этот итерационный процесс продолжается до тех пор, пока сумма абсолютных значений локальных ошибок во всей численной области при решении уравнения (1.1) не станет меньше заданного значения ϵ . В итоге получим, что значения переменных на данном временном шаге будут удовлетворять уравнению сохранения массы с заданной степенью точности ϵ .

Конечно-разностные уравнения для вычисления составляющих скорости, коррекции давления, концентраций аэрозоля и температуры имеют общий трехдиагональный вид и решаются методом продольно-поперечной прогонки.

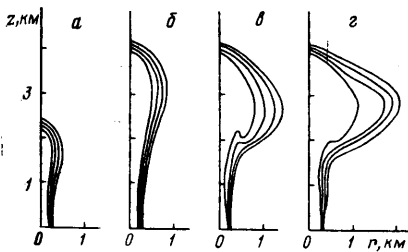
В настоящей работе численное решение задачи развития конвективных движений над пожаром в атмосфере строилось на равномерной прямоугольной сетке. Шаг по времени выбирался из условия Куранта, вычисляемого по максимальным скоростям и коэффициентам диффузии в потоке. Время расчета одного варианта задачи (до стадии установления) зависит от количества узлов расчетной сетки и составляет 2–3 ч на ЭВМ ЕС-1055 (для сеток 40×60).

В численных расчетах принимались следующие значения параметров: $Pr=Sc=1$, $\gamma=1.4$, $\epsilon=0.05$.

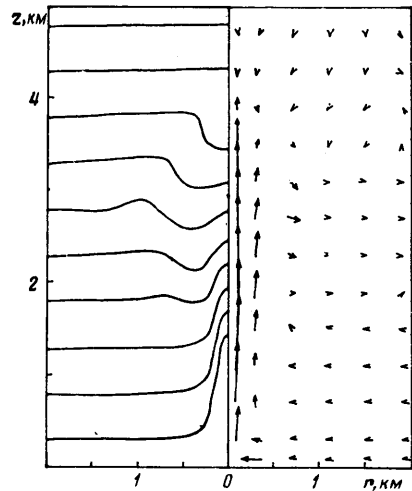
3. С целью проверки выбранной математической модели и метода ее реализации на ЭВМ проведено сравнение численных исследований и экспериментальных данных, полученных для крупномасштабного пожара [15]. Экспериментальный пожар, образованный равномерно распределенной и одновременно зажигаемой системой костров, имел площадь $1,2 \cdot 10^5 \text{ м}^2$ и среднюю мощность $2,8 \cdot 10^{10} \text{ Вт}$. В расчетах очаг пожара моделировался зоной горения с радиусом 200 м и с объемной скоростью

тепловыделения Q , которая вычислялась по величинам мощности тепловыделения с единицы площади q и высоты зоны горения h . Зависимость $q=Qh$ от времени на стадии разгорания очага принималась линейной. При $t=300$ с мощность тепловыделения достигала своего максимального значения $q_m=2,3 \cdot 10^5$ Вт·м⁻² (которое являлось средним для экспериментального пожара) и в дальнейшем оставалась постоянной. Время достижения максимума q_m примерно соответствует таковому в эксперименте [15]. Рассматриваемая область решения имела размеры 4×6 км. Интенсивность объемного источника массы дымового аэрозоля S задавалась как $S=0,03 \cdot Q/Q_0$ ($Q_0=19,6 \cdot 10^6$ Дж·кг⁻¹ — теплотворная способность горючего), т. е. принималось, что сгоревшая масса топлива образует 3% мелкодисперсной сажи. Эта цифра близка к среднему ее значению как для лесных, так и для городских пожаров [11].

На фиг. 1 представлена рассчитанная картина формирования облака аэрозольных частиц над пожаром. Для последовательных моментов времени $t=300, 600, 1200, 1800$ с (фиг. 1, а–г) показаны изолинии концентраций аэрозоля со значениями $C=1,3 \cdot 10^{-6}; 2,6 \cdot 10^{-6}; 3,8 \cdot 10^{-6}; 6,5 \cdot 10^{-6}$ кг·кг⁻¹. После начальной стадии формирования аэрозольное облако проходит стадию подъема (фиг. 1, а, б) и зави-



Фиг. 1

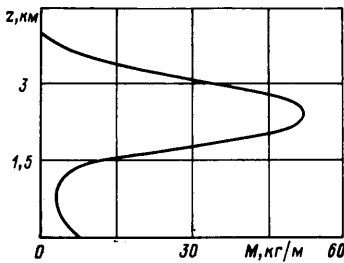


Фиг. 2

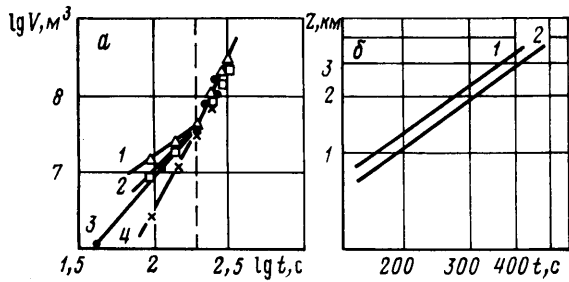
сания (фиг. 1, в, г). На стадии зависания облако приобретает характерную грибовидную форму.

Распределения полей температуры и скоростей в установившейся стадии развития процесса ($t=900$ с) приведены на фиг. 2, а и б. Изолинии температур на фиг. 2, а построены с равным интервалом (через 3°) начиная с 293 К. Пожар вносит заметные возмущения в окружающую атмосферу. Воздушные потоки вблизи оси конвективной колонки разгоняются до скоростей 27 м·с⁻¹ и достигают высоты 4,1 км. Достигнув максимальной высоты подъема, продукты горения, увлекаемые встречным нисходящим течением, образуют зону зависания (от 2 до 3,5 км), и распространяются далее в основном в горизонтальном направлении. В верхней и нижней частях этой зоны наблюдается вихревое движение. Верхняя часть конвективной колонки вблизи оси симметрии переохлаждена по сравнению с окружающей атмосферой. Вовлечение холодного воздуха в восходящую струю нагретых продуктов наблюдается до высоты 1,5 км. Наибольшие скорости вовлечения зафиксированы в районе очага пожара и равны 10–12 м·с⁻¹. Расчетные значения u и v близки к экспериментально измеренным вертикальным (24–30 м·с⁻¹) и радиальным (8–14 м·с⁻¹) скоростям [15].

На фиг. 3 показана зависимость величины массы аэрозоля в текущем срезе облака толщиной 1 м от высоты через 1800 с после начала развития процесса. Характер распределения сажи соответствует сформирова-



Фиг. 3



Фиг. 4

равнявшейся аэродинамической картине течения. Основное количество поднимаемых частиц находится в зоне зависания конвективного облака. В [15] на основе анализа опытных данных сделан вывод о том, что закон роста объема дымового облака во времени зависит от мощности очага лишь в первые 210 с после зажигания. В последующем (на авто- модельной стадии) объем облака изменяется по единому закону $V=at^{4,5}$.

На фиг. 4 представлены экспериментальные и расчетные зависимости объема облака V и высоты подъема его верхней кромки z_k на оси течения от времени для пожара площадью $1,2 \cdot 10^5 \text{ м}^2$. На фиг. 4, а кроме экспериментальных данных для пожара мощностью $2,8 \cdot 10^{10} \text{ Вт}$ (кривая 3) и расчетной кривой 2 для пожара такой же мощности, представлены расчетные зависимости $V(t)$ для пожаров мощностью $4,12 \cdot 10^{10}$, $1,85 \cdot 10^{10} \text{ Вт}$ (кривые 1 и 4). За расчетную границу облака принималась концентрация аэрозоля, равная $10^{-5} \text{ кг} \cdot \text{кг}^{-1}$. Вертикальная штриховая линия на фиг. 4, а соответствует времени $t=210 \text{ с}$. На фиг. 4, б показаны зависимости высоты подъема верхней кромки аэрозольного облака на авто- модельной стадии движения как для экспериментального (кривая 2), так и для расчетного (кривая 1) пожаров. Положение верхней кромки расчетного облака определялось по линии равной концентрации частиц, на которой $C=0,1C_m$, где C_m — максимальное значение концентрации.

Как видно из фиг. 4, а, б, в начальные моменты времени расчетные значения V и z_k выше экспериментальных. Это можно объяснить как неучетом сложной реальной картины движения в очаге пожара, так и отклонением выбранного в расчетах закона $q(t)$ от истинного. На раз- витой стадии пожара численные результаты по скоростям конвективных движений, высоте зависания продуктов и объему дымового облака близки к опытным данным. Как в эксперименте, так и в расчетах можно выделить промежуточную стадию авто- модельного движения конвективного облака с зависимостью высоты подъема его верхней кромки от времени $z_k=bt^{1,5}$ и объема облака $V=at^{4,5}$. Такие законы по [3] соответствуют течению от распределенного по площади теплового источника.

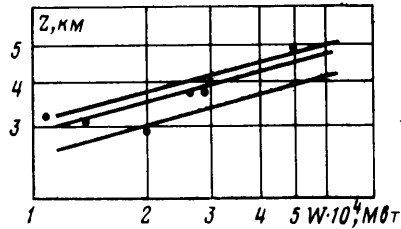
Высота подъема конвективной колонки зависит в основном от сум- марной мощности очага пожара W и атмосферных условий (стратифи- кации, влажности, наличия ветра и др.). Для оценки ее величины в стратифицированной атмосфере в стандартных метеоусловиях в [4, 5] используются приближенные аналитические формулы вида

$$z_m = AW^{1/4} \quad (3.1)$$

где z_m — максимальная высота, км, W — мощность пожара, МВт. Значе- ние константы A в [4] принимается равным 0,255, в [5] $A=0,31$.

На фиг. 5 представлены зависимости высот подъема конвективных колонок z_m от мощности пожара по формуле (3.1) (кривая 1 при $A= =0,31$, кривая 3 при $A=0,255$) и по данным численных исследований (кривая 2). Точками отмечены оценки подъема экспериментальных по-

жаров [4, 12, 15]. Разброс экспериментальных данных связан, очевидно, с различием атмосферных условий во время проведения наблюдений. Сравнение численных и аналитических расчетов с экспериментальными данными показывает совпадение результатов. Следовательно, (3.1) можно использовать для оценки нижней (при $A=0,255$) и верхней (при $A=0,31$) границы высоты подъема конвективных колонок в стратифицированной атмосфере.



Фиг. 5

Обладая преимуществом в простоте вычисления, зависимость (3.1), однако, не учитывает влияния площади очага пожара и не может ответить на вопрос о пространственно-временном распределении дыма в атмосфере. Предложенная в данной работе модель и способ реализации ее на ЭВМ пригодны как для моделирования динамики развития конвективной колонки продуктов горения, так и для прогнозирования распространения примеси в атмосфере над большими пожарами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Климатические и биологические последствия ядерной войны/Под ред. Е. П. Велихова. М.: Наука, 1987. 288 с.
2. Morton B. R., Taylor G., Turner J. S. Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources // Proc. Roy. Soc. Ser. London. 1956. V. 234. № 1196. P. 1-23.
3. Гостинцев Ю. А., Солодовник А. Ф., Лазарев В. В. К теории аэродинамики, самовоспламенения и выгорания турбулентных термик, вихревых колец и струй в свободной атмосфере // Хим. физика. 1982. № 9. С. 1279-1290.
4. Manins P. C. Cloud heights and stratospheric injections resulting from a thermonuclear war // Atmos. Environment 1985. V. 19. № 8. P. 1245-1255.
5. Голицын Г. С., Гостинцев Ю. А., Солодовник А. Ф. Турбулентная плавучая струя в стратифицированной атмосфере // ПМТФ. 1989. № 6. С. 61-72.
6. Small R. D., Larson D. A., Brode H. L. Asymptotically large area fires // Trans. ASME J. Heat. Transfer. 1984. V. 106. № 2. P. 318-324.
7. Махвиладзе Г. М., Щербак С. Б. Численный расчет газодинамических процессов, сопровождающих горение конденсированных веществ // Физика горения и взрыва. 1980. Т. 16. № 4. С. 30-37.
8. Luli F. M. Some characteristics of a two-dimensional starting mass fire with cross flow // Combust. Sci. and Technol. 1981. V. 26. № 1-2. P. 25-33.
9. Гришин А. М., Грузин А. Д. Конвективный тепломассоперенос и закономерности распространения горящих частиц в приземном слое атмосферы при верховых лесных пожарах // Докл. АН СССР. 1980. Т. 253. № 3. С. 549-553.
10. Копылов Н. П., Рыжов А. М., Хасанов И. Р. Численное исследование взаимодействия конвективных колонок в атмосфере // Горение гетерогенных и газовых систем: Матер. 8-го Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву. Ташкент, 1986. Черноголовка: Ин-т хим. физики АН СССР, 1986. С. 118-121.
11. Karagozian A. R., Small R. D., Remetch D. Large buoyant fire plumes // AIAA Rep. 1986. № 574. P. 81.
12. Penner J. E., Haselman L. C., Edwards L. L. Buoyant plume calculations // AIAA Pap. 1985. № 459. 9 p.
13. Yang K. T., Lloyd J. R., Kanury A. M., Satoh K. Modeling of turbulent buoyant flows // Combust. Sci. and Technol. 1984. V. 39. № 1-6. P. 107-118.
14. Паганкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984. 152 с.
15. Palmer T. Y., Northcutt L. I. Convection columns above large experimental fires // Fire Technol. 1975. V. 11. № 2. P. 111-118.