

УДК 532.517.3 : 536.46

© 1992 г.

Ю. А. ГОСТИНЦЕВ, Г. М. МАХВИЛАДЗЕ, В. Б. НОВОЖИЛОВ

ФОРМИРОВАНИЕ БОЛЬШОГО ПОЖАРА, ВЫЗВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЕМ

В последнее время в связи с экологическими и климатическими проблемами и, в частности, в связи с теорией «ядерной зимы» значительное внимание уделяется изучению возможных последствий крупных пожаров и взрывов [1–5].

Ниже на основе модели, предложенной в [6, 7], исследуется начальная стадия развития пожара, инициированного световым излучением, которое сопровождается сильным взрыв в атмосфере. Анализируется обстановка над очагом горения: аэродинамика приземного воздушного слоя, конфигурация и характеристики образующегося сажевого облака.

1. Постановка задачи. В начальный момент в результате выделения энергии воздушного взрыва на поверхность горючего материала начинает поступать осесимметрично распределенный поток излучения с плотностью $Q_s(r, t)$, зависящей от радиальной координаты r и времени t . Поток Q_s — убывающая функция расстояния r , отсчитываемого от эпицентра взрыва, с характерной полушириной r_s . Пространственный масштаб r_s определяет характерный размер приземного слоя, испытывающего воздействие излучения, и радиус области, охваченный пожаром на начальной стадии его развития.

Считается, что конденсированное вещество (k -фаза), расположенное при $z \leq 0$, воспламеняется, как только температура его поверхности достигнет критической величины T_* . Процесс горения сопровождается образованием частиц сажи.

Горение твердых материалов представляет собой сложное переплетение множества физико-химических и механических явлений, одно перечисление которых свидетельствует о невозможности детального моделирования. Более того, при попытках такого рода всегда существует опасность упустить из виду какой-либо существенный процесс и тем самым обесценить все исследование. Имеется, однако, важное обстоятельство, позволяющее реализовать эффективный подход к описанию аэродинамики пожара с учетом взаимодействия поля течения с химическими реакциями на подстилающей поверхности [6, 7]. Дело в том, что характерный масштаб газодинамической структуры течения, обусловленный действием подъемной силы и струйным характером движения продуктов реакции, намного больше пространственных масштабов остальных процессов, в том числе ширины зоны химических и фазовых превращений. Это позволяет использовать следующую феноменологическую модель горения.

Все пространство разбивается на газовую и конденсированную фазы. В разделяющей их промежуточной зоне поглощается излучение и происходят химические реакции, сопровождающиеся выделением тепла, потреблением кислорода воздуха и образованием продуктов реакции. Для городских и лесных пожаров толщина промежуточной зоны не превышает нескольких десятков метров. Поскольку характерный газодинамический масштаб гораздо больше (порядка высоты конвективной колонки), то все

процессы, происходящие в промежуточной зоне, считаются сосредоточенными на плоскости $z=0$ и описываются достаточно простой феноменологической зависимостью, учитывающей самые общие свойства химического превращения

$$\Phi = k(\rho\alpha)^n \exp(-E^\circ/R^\circ T), \quad T \geq T_* \quad (1.1)$$

где Φ — масса горючего, потребляющегося на единице поверхности горения в единицу времени, α — концентрация (массовая доля) кислорода, ρ — плотность газа, T — температура поверхности, n , k и E° — кинетические постоянные, R° — газовая постоянная. Скорость реакции лимитируется подводом окислителя и не зависит от концентрации горючего. Пренебрегается также изменением формы горящей поверхности.

В начальном состоянии газ покоится, его температура и температура горючего материала одинаковы и равны T_0 .

В цилиндрической системе координат (r, z) движение смеси газов (кислорода, инертных газов, продуктов сгорания) и частиц сажи в области $z > 0$ описывается следующей системой нестационарных двумерных уравнений термогазодинамики, записанных в безразмерных переменных:

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dt} &= -\rho \operatorname{div} \mathbf{V} \quad \left(\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \right) \\ \rho \frac{d\mathbf{V}}{dt} &= -\frac{1}{\gamma M^2} \nabla P + \rho \mathbf{G} + \frac{1}{\operatorname{Re}} [\Delta \mathbf{V} + \frac{1}{2} \nabla (\operatorname{div} \mathbf{V})] \\ \rho \frac{dT}{dt} &= -(\gamma-1)T \operatorname{div} \mathbf{V} + \frac{\gamma}{\rho \operatorname{Re} \operatorname{Pr}} \Delta T, \quad P = \rho T \\ \frac{d\alpha}{dt} &= \frac{1}{\operatorname{Re} \operatorname{Sc}_\alpha} \Delta \alpha, \quad \frac{d\beta}{dt} = \frac{1}{\operatorname{Re} \operatorname{Sc}_\beta} \Delta \beta \end{aligned} \quad (1.2)$$

Здесь $\mathbf{V} = (u, v)$ — скорость газа, P и T — его давление и температура, β — массовая доля образующихся частиц сажи.

Определяющие параметры имеют вид

$$\begin{aligned} M^2 &= \frac{r_* g}{\gamma R T_0}, \quad \gamma = \frac{c_p}{c_v}, \quad \operatorname{Re} = r_* \sqrt{r_* g} \frac{\rho_0}{\eta} \\ \operatorname{Sc}_\alpha &= \frac{\eta}{\rho D_\alpha}, \quad \operatorname{Sc}_\beta = \frac{\eta}{\rho D_\beta}, \quad \operatorname{Pr} = \frac{c_p \eta}{\lambda} \end{aligned}$$

При введении безразмерных переменных в качестве характерного пространственного масштаба использовалась величина r_* , скорости — $\sqrt{r_* g}$, времени — $\sqrt{r_* / g}$, температуры — T_0 , плотности и давления — соответствующие величины у земной поверхности в невозмущенной атмосфере ρ_0 и $P_0 = \rho_0 R^\circ T_0$. Концентрация окислителя отнесена к концентрации кислорода в воздухе при нормальных условиях α_0 , концентрация частиц сажи — к величине β , которая представляет собой долю частиц сажи, образующихся при сгорании единицы массы твердого вещества. Воздух рассматривается как единый брутто-газ с молекулярным весом μ . Остальные обозначения стандартны: c_p и c_v — теплоемкости газа, η — динамическая вязкость, λ — теплопроводность воздуха. Число M определяет отношение характерной конвективной скорости $\sqrt{r_* g}$ к скорости звука. Эффективные турбулентные коэффициенты переноса η , λ , а также величины ρD_α и ρD_β (D_α , D_β — коэффициенты диффузии) считаются постоянными. Ниже безразмерные величины обозначаются так же, как и размерные.

Граничные условия на поверхности $z=0$ меняются в момент поджигания, которому предшествует инертный прогрев k -фазы.

Стадию прогрева можно описать одномерным уравнением теплопроводности с соответствующими начальными и граничными условиями

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a^2 \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}; \quad \frac{\partial T}{\partial z}(t, 0) = \varphi(t); \quad T(t, -\infty) = 1; \quad T(0, z) = 1$$

$$-\infty < z \leq 0; \quad 0 \leq t < t_* \quad (1.3)$$

Здесь $T(t, z)$ — температура в k -фазе, $a^2 = \kappa / \sqrt{g r_*}^{3/2}$ (κ — теплопроводность k -фазы), $\varphi(t)$ — безразмерный поток излучения, который дается ниже. Момент окончания первой стадии t_* определяется из условия $T(t_*, 0) = T_*$ (конечно, могут существовать точки, в которых поджигание вообще не происходит, т. е. всегда $T(t, 0) < T_*$).

Граничные условия для газовой фазы в течение стадии прогрева имеют вид

$$v = 0, \quad T = T(t, 0), \quad \frac{\partial \alpha}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial \beta}{\partial z} = 0 \quad (z = 0)$$

После воспламенения ($t > t_*$) начинается процесс горения и граничные условия на поверхности $z = 0$ видоизменяются с учетом выделения тепла, потребления кислорода, образования продуктов реакции и частиц сажи (см. [6, 7])

$$u = 0, \quad v = m \rho^{n-1} \alpha^n \exp\left(\frac{E}{T_*} - \frac{E}{T}\right) \quad \left(m = k \rho_*^{n-1} \alpha_*^n \exp\left(-\frac{F}{T_*}\right) \frac{1}{\sqrt{r_* g}}\right)$$

$$(T - T_a) \rho v - \varepsilon q_s = \frac{1}{\text{Re}_s \text{Pr}_s} \frac{\partial T}{\partial z} \quad \left(E = \frac{E^\circ}{R^\circ T_n}, \quad T_a = \frac{Q}{c_p T_0}\right) \quad (1.4)$$

$$(\alpha + \nu) \rho v = \frac{1}{\text{Re}_s \text{Sc}_s} \frac{\partial \alpha}{\partial z}, \quad (\beta - 1) \rho v = \frac{1}{\text{Re}_s \text{Sc}_s} \frac{\partial \beta}{\partial z}$$

где Q — тепловой эффект химической реакции, q_s — безразмерный внешний радиационный поток (см. ниже), ν — стехиометрический коэффициент, характеризующий потребление окислителя (для сгорания одного грамма топлива требуется $\nu \alpha_0$ граммов кислорода), ε — коэффициент поглощения излучения, Re_s , Pr_s , Sc_s — турбулентные аналоги чисел Рейнольдса, Прандтля и Шмидта в приземном слое.

Выражение для v получается из уравнения неразрывности $\Phi / \rho_* \sqrt{r_* g} = \rho v$. Третье соотношение в (1.4) представляет собой баланс тепла на поверхности. Четвертое и пятое условия выражают балансовые соотношения для окислителя и частиц сажи на поверхности горения.

2. Поток излучения. Тепловой поток на поверхности k -фазы излучается облаком (термиком), образующимся на высоте H_0 в результате взрыва мощностью W . Плотность потока считается (при заданных W и H_0) известной функцией времени и радиальной координаты. Эта зависимость получается в результате обработки данных [8] и в размерных переменных может быть представлена в виде

$$Q_s(r, t) = I(t)G(r)$$

Интенсивность потока $I(t)$ нарастает от нуля до своего максимального значения I_m в момент $t = t_m$, а затем падает в соответствии с зависимостью

$$I = I_m f(\tau); \quad I_m = 5,04 W^{0,6} \exp(0,042 H_0) \cdot 10^5 \text{ Дж/с}$$

$$f(\tau) = \frac{2\tau^2}{1 + \tau^4}, \quad \tau = \frac{t}{t_m}, \quad t_m = 0,11 (W \exp(-0,1 H_0))^{0,45} \cdot 10^{-6} \text{ с}$$

Здесь и ниже мощность взрыва измеряется в Дж, H_0 — в м. Обычно между высотой взрыва и его мощностью существует связь [8]: $H_0 = 1,6 \cdot W^{0,4} \cdot 10^{-3}$ м, которая в дальнейшем предполагается выполненной. Следует отметить также, что здесь не учитывается наличие еще одного острого максимума функции f на малых временах, поскольку вклад этого первого короткого импульса в интегральный поток излучения мал ($\sim 1\%$) и значительную часть составляют ультрафиолетовые лучи, сильно поглощаемые воздухом. Пространственная зависимость плотности потока от размерной координаты r дается формулой

$$G(r) = \frac{1}{4\pi r^2} (1 + 8,75 \cdot 10^{-5} r_1) \exp(-1,2 \cdot 10^{-4} r_1) (r_1 = \sqrt{r^2 + H_0^2})$$

Функция $G(r)/G(0)$ максимальна в начале координат, с увеличением r резко падает, причем с достаточно высокой точностью можно считать $r_s \approx H_0$. Поэтому ниже при оценке значений критериев подобия в качестве характерной длины используется величина H_0 . В безразмерных переменных функция q_s , входящая в граничные условия (1.4) и функция $\varphi(t)$ в (1.3) выражаются формулами

$$q_s = q_s^\circ f \frac{t \sqrt{H_0/g}}{t_m} g(r), \quad q_s^\circ = \frac{\text{Im}}{c_p \rho_0 T_0 \sqrt{g H_0^{3/2}}}$$

$$g(r) = \frac{1}{4\pi (1+r^2)} (1 + 8,75 \cdot 10^{-5} H_0 \sqrt{1+r^2}) \exp(-1,2 \cdot 10^{-4} H_0 \sqrt{1+r^2})$$

$$\varphi(t) = q_s^1 g(r), \quad q_s^1 = \frac{e I_m}{\lambda_0 T_0 H_0}$$

где λ_0 — теплопроводность k -фазы.

Таким образом, к системе безразмерных определяющих параметров добавляются еще два: q_s° и q_s^1 .

3. Диапазон изменения определяющих параметров. Для оценки параметров химической реакции, содержащихся в зависимости (1.1), необходимо провести классификацию горючих материалов. Согласно [3], в городах 2/3 всех горючих материалов приходится на древесину и изделия из нее, 5–10% составляют полимерные материалы и резина, остальную часть — масло, асфальт, бензин и другие органические химические соединения. Поэтому для расчета как лесных, так и городских пожаров необходимо в первую очередь использовать данные по горению древесины. Как отмечается в [10], результаты экспериментальных работ, посвященных пиролизу и зажиганию древесины, носят противоречивый характер. По результатам [9, 10] можно принять, что диапазон изменения величины E°/R° составляет $0,6 \cdot 10^4 - 2 \cdot 10^4$ К, теплового эффекта — $(16,8 - 22,7) \cdot 10^6$ Дж/кг. Температура зажигания растительных материалов изменяется в пределах $500 - 1000^\circ$ С. Стехиометрический коэффициент ν примерно равен 5,9; выход сажи составляет 0,06–1,3% от веса сухого материала. В силу отсутствия достоверных кинетических данных о сложном процессе горения древесины использовалась величина $n=1$. При расчете распространения тепла в k -фазе использованы значения $\kappa = 2 \cdot 10^{-7}$ м²/с, $\lambda_0 = 0,12$ Дж/м·с·К. Начальная температура принималась равной $T_0 = 293$ К.

Для оценки параметра m в (1.4) можно воспользоваться приведенными в [9] данными по массовой скорости горения большинства растительных материалов $m^\circ = 0,5 - 2,5$ кг/м²·с. Тогда выражение для m с учетом уравнения состояния можно представить в виде

$$m \approx \left(\frac{T_*}{T_0}\right)^n \frac{m^\circ}{\rho_0 \sqrt{H_0 g}} = (0,5 - 2,5) \left(\frac{T_*}{T_0}\right)^n \frac{1}{\rho_0 \sqrt{H_0 g}}$$

Величины T_* , ν , δ оценивались по данным [9].

Теоретические и экспериментальные данные по характеристикам турбулентных течений над большими пожарами недостаточны. Можно утверждать, что конвектив-

ные потоки, сопровождающие пожары и взрывы, вызывают существенное, на один — два порядка, увеличение коэффициентов турбулентного обмена как в приземном слое, так и над очагом горения по сравнению с их значениями в невозмущенной атмосфере. Так, в невозмущенной атмосфере коэффициент турбулентного обмена равен $\Lambda = 100-150 \text{ м}^2/\text{с}$ [10, 11]. В мощной конвективной колонке над очагом горения $\Lambda \sim 10^3-10^4 \text{ м}^2/\text{с}$ [12]. В верхней части конвективной колонки и в облаке продуктов горения (термике) $\Lambda \sim 10^3 \text{ м}^2/\text{с}$ [13, 14]. Учитывая сказанное, в данной работе для описания турбулентного движения газа использовалась простейшая модель турбулентности, основанная на введении постоянных и равных между собой эффективных коэффициентов вязкости, теплопроводности и диффузии, которые вычислялись по методике [14]. Для взрыва мощностью $W = 4,2 \cdot 10^{15} \text{ Дж}$ имеем $\eta/\rho_0 = 2,2 \cdot 10^3 \text{ м}^2/\text{с}$ и $Re = 44,5$. Что касается приземного слоя, то, согласно [10], при лесном пожаре $\Lambda_s \sim 100 \text{ м}^2/\text{с}$ и достигает максимальной величины $10^3 \text{ м}^2/\text{с}$ при интенсивном пожаре типа «огненного шторма» [15]. Поэтому число Рейнольдса для приземного слоя строило по значению $\eta/\rho_0 \sim (0,1-0,5) \Lambda_s$.

На основании приведенных данных в зависимости от мощности W выбирались следующие диапазоны изменения безразмерных параметров:

$$\begin{aligned} M &= 0,084 H_0; \quad Pr = Sc_\alpha = Sc_\beta = Sc_\gamma = 1; \quad Re_s = (2-10) Re; \quad \gamma = 1,4 \\ m &\approx (0,3-3) H_0^{-1/2}; \quad E = 35-70; \quad T_* = 2,6-4,3; \quad T_a = 57-77 \\ v &= 4-6; \quad \epsilon = 0,4-0,8; \quad \delta = 0,006-0,013 \\ q_s^0 &= 0,85 \cdot 10^{-8} W^{0,8} \exp(0,042 H_0) / H_0^{5/2} \\ q_s^1 &= 8,6 W^{0,6} \exp(0,042 H_0) / H_0 \end{aligned}$$

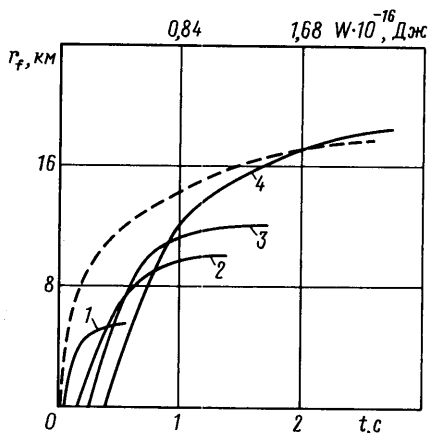
4. Развитие поля течения над пожаром. Поскольку плотность потока излучения на подстилающей поверхности является убывающей функцией радиальной координаты r , то температура воспламенения T_* достигается в данной точке поверхности тем позже, чем дальше эта точка находится от эпицентра взрыва. Поэтому координата фронта воспламенения $R(t) = \max_r \{r: T(r) \geq T_*\}$ возрастает с течением времени, достигая некоторого предельного значения. Решая (1.3), можно найти, что температура поверхности меняется по закону

$$T(t, 0) = \frac{4a}{\sqrt{\pi}} \theta^2 q_s^1 g(r) t^{3/2} \int_0^1 \frac{(1-s)^2}{1+\theta^4 t^4 (1-s)^4} ds + 1 \left(\theta = \frac{1}{t_m} \sqrt{\frac{H_0}{g}} \right)$$

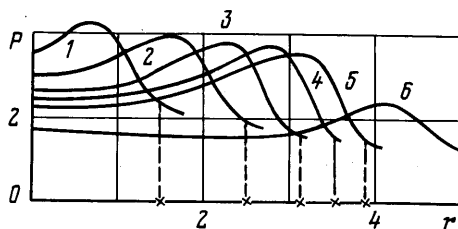
Решение уравнения $T(t, 0) = T_*$ относительно r позволяет определить координату передней точки пожара как функцию времени $r_f(t)$ и зависимость максимального радиуса пожара от мощности взрыва. Последняя показана на фиг. 1 штриховой линией. Кривые 1-4 демонстрируют поведение функции $r_f(t)$ при различных мощностях взрыва: $W = 4,2 \cdot 10^{14}$; $2,1 \cdot 10^{15}$; $2,1 \cdot 10^{16} \text{ Дж}$ соответственно. Быстрое выделение тепла, сопровождающее воспламенение, вызывает формирование волны сжатия распространяющейся за фронтом поджигания (фиг. 2, $t = 0,32$; $0,46$; $0,58$; $0,71$; $0,83$; $1,28 \text{ с}$ — кривые 1-6 соответственно; «звездочка» — координата фронта поджигания).

Через некоторое время после взрыва над поверхностью Земли формируются конвективные течения. Над очагом горения зарождается конвективная колонка; в точке взрыва, удаленной от поверхности на значительное расстояние, образуется огненный шар (термик), сворачивающийся в вихревой тор и всплывающий под действием архимедовой силы. До некоторого момента t_1 оба указанных конвективных течения можно считать развивающимися независимо друг от друга.

Для оценки t_1 следует обратиться к динамике термика, которую можно охарактеризовать его радиусом R_0 и полным запасом плавучести Π_0 . Обе эти величины определяются мощностью взрыва W [13, 14]. Подъем термика, приобретающего форму вихревого кольца, с заметной скоростью (автомодельная стадия) начинается с момента $t_1 \sim 3R_0^2/\Pi_0^{1/2}$ (например, для



Фиг. 1



Фиг. 2

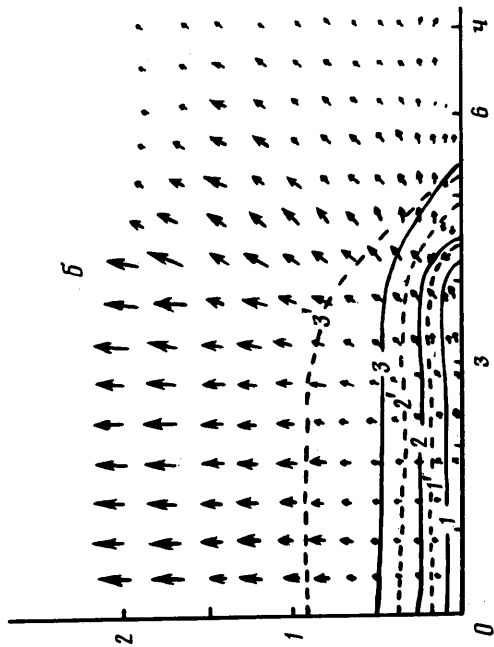
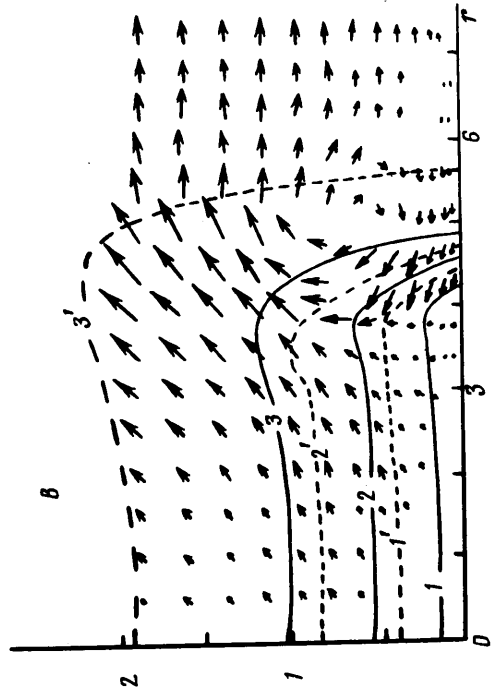
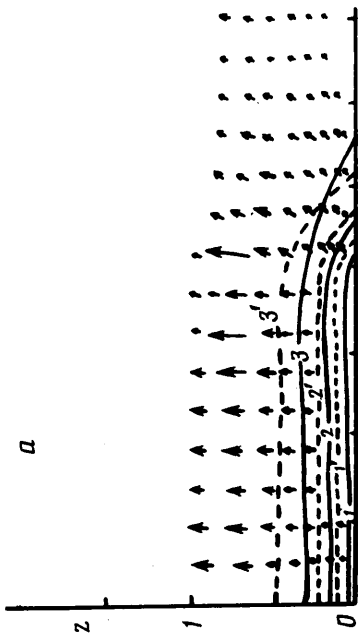
взрыва с $W \sim 10^{15}$ Дж: $R_0 \sim 10^3$ м, $\Pi_0 \sim 10^{10}$ м⁴/с², $t_1 \sim 30$ с). Будем считать, что до этого момента термик не оказывает существенного влияния на развитие конвективной колонки.

Ниже все результаты иллюстрируются для следующих значений безразмерных параметров: $E=40$; $T_*=3,4$; $T_a=67$; $\nu=5$; $\varepsilon=0,6$; $\delta=0,01$. Величины W и m варьировались в процессе расчетов. На фиг. 3 показано развитие процесса в последовательные моменты времени: ($t=5,11$; $12,7$; $37,05$ с — фиг. 3, а—в соответственно). Представлены поля скоростей, изотермы (сплошные линии 1—3, отвечающие $T=6,07$; $4,04$; $2,01$) и линии равной концентрации сажи (штриховые линии 1'—3', отвечающие $\beta/\beta_{max} = 0,67$; $0,3$; $0,01$) при $W=4,2 \cdot 10^{15}$ Дж, $m=0,025$. На начальной стадии течение над очагом горения практически одномерно и направлено вертикально вверх (фиг. 3, а). В том же направлении распространяется волна сжатия, вызванная резким нагреванием поверхности.

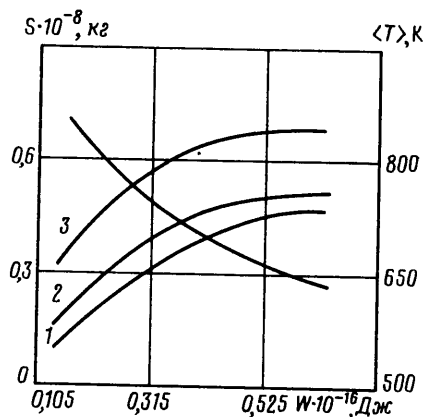
К моменту $t \sim (0,3-0,5)t_1$ движение газа становится более развитым (фиг. 3, б), заметным становится движение продуктов горения в боковых направлениях. У кромки пожара зарождается зона с возвратным течением, из которой позднее (фиг. 3, в) формируется вихревая структура. Наличие подобного вихря перед фронтом пожара отмечалось также в [6].

Наибольший интерес представляют характеристики сажевого облака, под которым понимается область с массовой долей частиц сажи превышающей 0,01 от своего максимального значения β_{max} . Как показали расчеты, к концу начальной стадии, т. е. к моменту $t=t_1$, временные зависимости характеристик облака, такие, как средняя и максимальная температура, средние, максимальные и минимальные концентрации окислителя и примеси, приобретают квазистационарный характер. Средняя концентрация окислителя в облаке для всех расчетных вариантов оказалась примерно одинаковой ($\sim 0,14$). Однако у поверхности начинается сказываться нехватка кислорода («кислородное голодание»), причем особенно сильно она ощущается в центре пожара, где массовая доля окислителя падает до $\sim 10^{-4}$.

Влияние мощности взрыва на интегральные характеристики сажевого облака показано на фиг. 4. С ростом мощности взрыва существенно возрастает площадь пожара, что приводит к падению средней температуры облака. Важной характеристикой большого пожара является общее количество мелкодисперсной примеси (загрузка облака), выбрасываемое им в атмосферу. Зависимость этой величины, вычисленной к моменту t_1 , от параметров W и m^0 иллюстрируется кривыми 1—3 на фиг. 4, соответствующими



Фиг. 3



Фиг. 4

щими $m^{\circ}=0,5; 1,0; 2,5 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{с}$. Чем больше скорость горения топлива и мощность взрыва, тем больше загрузка облака.

Сравним полученные результаты с оценками, имеющимися в литературе. Согласно проведенным в данной работе расчетам, для взрыва мощностью $W_{*}=4,2 \cdot 10^{15} \text{ Дж}$ к концу начальной стадии в атмосферу будет выброшено $S \approx 4,5 \cdot 10^7 \text{ кг}$ сажи. В [3] в связи с концепцией ядерной зимы оценивалось общее количество мелкодисперсного аэрозоля, которое будет выброшено в атмосферу при обмене ядерными ударами. В пересчете на взрыв той же мощности W_{*} авторы отчета [3] получили, что к моменту потухания пожара (полного выгорания горючего) эта величина составит $S_1 \approx 3 \cdot 10^8 \text{ кг}$. Для оценки S_1 требуется знание следующих трех величин, которые могут быть определены достаточно точно: площади пожара, количества горючих материалов, приходящихся на единицу поверхности, и отношения количества сажи к общей массе сгоревшего топлива. Ввиду того что упомянутые величины неоднократно оценивались независимыми исследователями, указанное значение S_1 следует считать достаточно обоснованным.

Таким образом, можно считать, что на начальной стадии вынос сажи составит $S \approx 0,15 S_1$. Эту оценку можно рекомендовать для расчета первичного загрязнения атмосферы на начальной стадии, когда поступление аэрозоля за тропопаузу особенно интенсивно ввиду переноса аэрозоля не только в конвективной колонке, но и мощным всплывающим термиком.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Будыко М. И., Голицын Г. С., Израэль Ю. А. Глобальные климатические катастрофы. М.: Гидрометеоздат, 1986. 159 с.
2. Климатические и биологические последствия ядерной войны / Под ред. Е. П. Велихова. М.: Наука, 1986. 207 с.
3. The effects on the atmosphere of a major nuclear exchange. Washington: Nat. Acad. Press, 1985. P. 193.
4. Ядерная энергетика и международная безопасность // Природа. 1985. № 6. С. 3–62.
5. Асагуров М. Л., Будыко М. И., Винников К. Я. и др. Вулканы, стратосферный аэрозоль и климат Земли. Л.: Гидрометеоздат, 1986. 256 с.
6. Махвиладзе Г. М., Щербак С. Б. Расчет конвективного движения газа над поверхностью горящего вещества. Препринт № 125. М.: ИПМ АН СССР, 1979. 45 с.
7. Махвиладзе Г. М. Нестационарные двумерные течения в газодинамике медленного горения: Автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук. М.: ИПМ АН СССР, 1982. 48 с.
8. The effects of nuclear weapons. Washington: U. S. Jov. Prin. Off., 1964. P. 730.
9. Конев Э. В. Физические основы горения растительных материалов. Новосибирск: Наука, 1977. 239 с.

10. *Гришин А. М.* Математические модели лесных пожаров. Томск: Изд-во Том. ун-та, 1981. 277 с.
11. *Clark T. L.* Numerical simulations with a three-dimensional cloud model: lateral boundary condition experiments and multicellular severe storm simulations // *J. Atmos. Sci.* 1979. V. 36. № 11. P. 2191–2215.
12. *Small R. D., Larson D. A.* Velocity fields generated by large fires // *Israel J. Technol.* 1984. V. 22. № 5. P. 173–186.
13. *Гостинцев Ю. А., Лазарев В. В., Солодовник А. Ф., Шацких Ю. В.* Турбулентный термик в стратифицированной атмосфере // *Изв. АН СССР. МЖГ.* 1986. № 6. С. 141–153.
14. *Махвиладзе Г. М., Мелихов О. И., Якуш С. Е.* Турбулентный осесимметричный термик в неоднородной сжимаемой атмосфере. Численное исследование: Препринт № 303. М.: ИПМ АН СССР, 1987. 67 с.
15. *Small R. D., Heikes K. E.* Early cloud formation by large area fires // *J. Appl. Meteor.* 1988. V. 27. № 4. P. 654–663.

Москва

Поступила в редакцию
28.III.1991