

ЗАЖИГАНИЕ ЛЕСНЫХ МАССИВОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ВЫСОТНОГО ИСТОЧНИКА ЛУЧИСТОЙ ЭНЕРГИИ

УДК 533.6.011.6

А. М. Гришин, В. А. Перминов

Томский государственный университет, 634050 Томск

В осесимметричной постановке решена задача о возникновении массовых лесных пожаров в результате техногенных катастроф. Приведены результаты численных расчетов, из которых следует, что механизм зажигания в данном случае такой же, как и для столкновительных катастроф. Сравнение предельных размеров зон зажигания для различных мощностей ядерных зарядов в двумерном и квазиодномерном приближениях показало хорошее согласование.

Проблемы техногенной и космической безопасности Земли, обусловленные возможностью ядерной войны и столкновением с небесными телами, обсуждались в работах [1–3]. Установлено, что, как правило, крупная техногенная или космическая катастрофа сопровождается возникновением массовых лесных пожаров.

В связи с оценкой экологических и климатических последствий сильных пожаров представляет интерес прогнозирование воздействия этого процесса на состояние приземного слоя атмосферы. Ввиду того, что натурные исследования таких проблем просто невозможны, актуальными являются методы математического моделирования. Этот вопрос изучался в рамках квазиодномерной постановки задачи в [4]. Ниже в осесимметричной постановке рассматривается задача о начальном этапе воздействия высотного источника лучистой энергии на подстилающую поверхность Земли, покрытую лесной растительностью. Цель данного исследования — определение времени и размеров зоны зажигания и изучение механизма протекающих при этом физико-химических процессов.

ФИЗИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Пусть источник лучистой энергии находится на высоте H от поверхности Земли (рис. 1). Так как размер источника мал по сравнению с радиусом Земли, будем считать его точечным.

На верхнюю границу $z = h_2$ лесного массива действует интенсивный лучистый поток, который ослабляется по мере удаления от эпицентра. Исходя из данных [4–7] плотность лучистого теплового потока при воздушном ядерном взрыве аппроксимируется формулой

$$\dot{q}_R(r, t) = \frac{t_p P_{\max} \sin L}{4\pi D^2} \cdot \begin{cases} t/t_{\max}, & t < t_{\max}, \\ \exp(-k_0(t/t_{\max} - 1)), & t \geq t_{\max}, \end{cases} \quad (1)$$

$$t_0 = 0,032W_0^{0,5}, \quad P_{\max} = 4W_0^{0,5}.$$

Здесь t_{\max} — время максимума тепловыделения источника излучения, с; D — расстояние

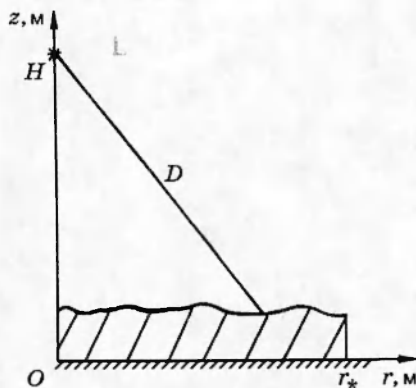


Рис. 1. Схема расчетной области:

D — расстояние от центра источника до текущей точки поверхности лесного массива, h — высота лесного массива, O — эпицентр, r_* — радиус зажигания

от центра источника излучения до полога леса, м; t_p — коэффициент пропускания атмосферы; P_{\max} — максимальная величина светового импульса в момент времени t_{\max} , кТ/с; L — угол между направлением вектора плотности потока излучения и верхней границей растительного покрова; W_0 — мощность источника, кТ; $k_0 = 0,75$ — аппроксимационный коэффициент.

Поступление лучистой энергии в растительный покров ($h_1 < z < h_2$) вызывает нагрев лесных горючих материалов (ЛГМ), испарение влаги и последующее термическое разложение твердого материала с выделением летучих продуктов пиролиза. Последние сгорают в атмосфере, взаимодействуя с кислородом воздуха. Из-за наличия силы тяжести нагретый воздух всплывает вверх, поэтому процесс зажигания лесной растительности в общем случае связан с гидродинамикой течения. Ввиду того, что вдали от эпицентра взрыва интенсивность лучистого потока в полог леса невелика, там не происходит зажигания. Таким образом, за время действия источника излучения формируется зона первоначального зажигания лесного массива радиусом r_* . В идеальном случае она имеет на плане форму круга. Ее последующее развитие определяется взаимодействием мощных восходящих потоков с полем ветра (поскольку эти потоки выносят в приземный слой атмосферы твердые горящие элементы и осуществляют их разброс по окружающей территории), а также запасом и типом растительности, метеорологическими и географическими условиями в заданном районе.

Оценки показывают, что конвективный тепловой поток мал по сравнению с лучистым. Поэтому перенос энергии в слое растительности осуществляется благодаря излучению. Это позволяет рассматривать задачу в осесимметричной постановке. Так как процесс зажигания лесного массива включает совокупность различных физических факторов, его описание целесообразно проводить на различных уровнях сложности. Это позволяет оценить роль отдельных факторов, которыми игнорируют с целью упрощения описания явления. Физическая и математическая модели тепло- и массопереноса при лесных пожарах подробно рассмотрены в [8]. Здесь лишь кратко укажем основные физические допущения и представления об объекте исследования, необходимые для понимания математической модели. Полог леса (совокупность крон деревьев) моделируется однородной, двухтемпературной, реагирующей, недеформируемой пористой средой [8]. Рассматриваются температуры конденсированной и газовой фаз. К первой относится сухое органическое вещество, влага, конденсированные продукты пиролиза и минеральная часть ЛГМ. В газовой фазе рассматриваются только необходимые для описания реакций горения компоненты: кислород, горючие продукты пиролиза ЛГМ, продукты горения и остальные инертные компоненты.

Конденсированная фаза, представляющая горючий материал (хвоя и тонкие веточки до 6 мм), не имеет собственной скорости, и ее объемной долей (по сравнению с газовой фазой) можно пренебречь в соответствующих уравнениях [8]. С точки зрения гидродинамики, она тем не менее оказывает сопротивление перемещению воздушных масс [8].

Определяющим механизмом переноса энергии в данном случае является излучение. В пологе леса поглощает, отражает и переизлучает в основном твердая фаза. Для описания переноса в такой специфической сплошной среде будем использовать диффузионное приближение [8]. Это оправдано тем, что длина свободного пробега излучения в пологе l_R значительно меньше характерного масштаба высоты l_0 : $l_0 \approx 10-15$ м, $l_R \approx 1$ м.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Направим ось z вертикально вверх, ось r — вдоль поверхности Земли (см. рис. 1). Для описания процессов тепломассопереноса в объеме с лесной растительностью используются общие законы сохранения для многофазной среды [8]. Как правило, перемещение воздушных масс в атмосфере носит турбулентный характер, поэтому для их математического описания используются уравнения Рейнольдса.

Сформулированная выше задача в цилиндрической системе координат ($n = 1$) сводится к решению следующих уравнений:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r} (r^n \rho v) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho w) = \dot{m}, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho v) + \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r} (r^n \rho v^2) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v w) = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r} (-r^n \overline{\rho v'^2}) + \\ + \frac{\partial}{\partial z} (-\rho \overline{v'w'}) - \rho s c_d v \sqrt{v^2 + w^2}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho w) + \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r} (r^n \rho v w) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho w^2) = -\frac{\partial p}{\partial z} + \\ + \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r} (-r^n \rho \overline{v'w'}) + \frac{\partial}{\partial z} (-\rho \overline{w'^2}) - \rho s c_d w \sqrt{v^2 + w^2} - \rho g, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho c_p T) + \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r} (r^n \rho v c_p T) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho w c_p T) = \\ = \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r} (-r^n \rho c_p \overline{v'T'}) + \frac{\partial}{\partial z} (-\rho c_p \overline{w'T'}) + k(cU_R - 4\sigma T^4) + q_5 R_5 + \alpha_V (T_s - T), \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho c_\alpha) + \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r} (r^n \rho v c_\alpha) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho w c_\alpha) = \\ = \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r} (-r^n \rho \overline{v'c'_\alpha}) + \frac{\partial}{\partial z} (-\rho \overline{w'c'_\alpha}) - R_{5\alpha}, \quad \alpha = 1, 2, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r^n c}{3k} \frac{\partial U_R}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{c}{3k} \frac{\partial U_R}{\partial z} \right) - \frac{1}{2} (cU_R - 4\sigma T_s^4) = 0, \quad (7)$$

$$\sum_{i=1}^4 \rho_i c_{pi} \varphi_i \frac{\partial T_s}{\partial t} = q_3 R_3 - q_2 R_2 + k(cU_R - 4\sigma T_s^4) + \alpha_V (T - T_s), \quad (8)$$

$$\rho_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} = -R_1, \quad \rho_2 \frac{\partial \varphi_2}{\partial t} = -R_2, \quad \rho_3 \frac{\partial \varphi_3}{\partial t} = \alpha_c \bar{R}_1 - \frac{M_C}{M_1} \bar{R}_3, \quad \rho_4 \frac{\partial \varphi_4}{\partial t} = 0,$$

$$\sum_{\alpha=1}^3 c_{\alpha} = 1, \quad p_e = \rho RT \sum_{\alpha=1}^3 \frac{c_{\alpha}}{M_{\alpha}}, \quad (9)$$

$$\dot{m} = (1 - \alpha_c)R_1 + R_2 + \frac{M_C}{M_1} R_3, \quad R_{51} = -R_3 - \frac{M_1}{2M_2} R_5, \quad R_{52} = \nu(1 - \alpha_c)R_1 - R_5,$$

$$R_3 = k_3 \rho \varphi_3 s_{\sigma} c_1 \exp\left(-\frac{E_3}{RT_3}\right).$$

Система уравнений (1)–(9) решается с учетом следующих начальных и граничных условий:

$$t = 0: \quad v = 0, \quad w = 0, \quad T = T_e, \quad c_{\alpha} = c_{\alpha e}, \quad T_s = T_e, \quad \varphi_i = \varphi_{ie}, \quad (10)$$

$$r = 0: \quad v = 0, \quad \frac{\partial w}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial c_{\alpha}}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial U_R}{\partial r} = 0, \quad (11)$$

$$r = r_e: \quad \frac{\partial v}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial w}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial c_{\alpha}}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0, \quad \frac{c}{3k} \frac{\partial U_R}{\partial r} + \frac{c}{2} U_R = 0, \quad (12)$$

$$z = z_0: \quad \frac{\partial v}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial c_{\alpha}}{\partial z} = 0, \quad (13)$$

$$z = h_1: \quad -\frac{c}{3k} \frac{\partial U_R}{\partial z} + \frac{c}{2} U_R = 0, \quad (13)$$

$$z = z_e: \quad \frac{\partial v}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial c_{\alpha}}{\partial z} = 0, \quad (14)$$

$$z = h_2: \quad \frac{c}{3k} \frac{\partial U_R}{\partial z} + \frac{c}{2} U_R = 2q_R(r, z).$$

Здесь r и z — координаты, z отсчитывается от напочвенного покрова, а r — от оси симметрии; $n = 1$ для осесимметричного случая; R_1 – R_3 , R_5 , $R_{5\alpha}$ — массовые скорости пиролиза ЛГМ, испарения влаги, горения конденсированных и летучих продуктов пиролиза и образования α -компонентов газодисперсной фазы; c_{pi} , ρ_i , φ_i — удельные теплоемкости, истинные плотности и объемные доли i -й фазы ($i = 1$ — сухое органическое вещество, 2 — вода в жидко-капельном состоянии, 3 — конденсированные продукты пиролиза, 4 — минеральная часть, 5 — газовая фаза); T , T_s — температура газовой и конденсированной фаз; c_{α} — массовые концентрации ($\alpha = 1$ — O_2 , 2 — CO , 3 — CO_2 и инертные компоненты воздуха); p — давление; U_R — плотность энергии излучения; σ — постоянная Стефана — Больцмана; k — коэффициент ослабления излучения; α_V — коэффициент обмена фаз; q_i , E_i , k_i — тепловые эффекты, энергии активации и предэкспоненты реакций пиролиза, испарения, горения кокса и летучих продуктов пиролиза; s_{σ} — удельная поверхность элемента ЛГМ; M_{α} , M_C , M — молекулярные массы индивидуальных компонентов газовой фазы, углерода и воздушной смеси; s , s_d — удельная поверхность фитомассы и эмпирический коэффициент сопротивления полого леса; c — скорость света; v , w — проекции скорости на оси r и z ; α_c , ν — коксовое число и массовая доля горючих газов в массе летучих продуктов пиролиза; \dot{m} — массовая скорость образования газодисперсной фазы; g — ускорение свободного падения. Индексы 0 и e относятся к значениям функций в очаге горения и на большом расстоянии от зоны пожара соответственно. Штрих вверху относится к пульсационной составляющей данной величины.

Система уравнений (1)–(14) описывает процессы переноса в области лесного массива, который включает в себя пространство между подстилающей поверхностью и нижней

границей полога леса, полог леса и пространство над пологом. Термодинамические, теплофизические и структурные характеристики соответствуют ЛГМ соснового леса [1, 3] и численно равны: $E_1/R = 9400$ К, $k_1 = 3,36 \cdot 10^4$ с⁻¹, $q_1 = 0$, $E_2/R = 6000$ К, $k_2 = 6 \cdot 10^5$ с⁻¹, $q_2 = 3 \cdot 10^6$ Дж/кг, $E_3/R = 10^4$ К, $k_3 = 10^3$ с⁻¹, $q_3 = 1,2 \cdot 10^7$ Дж/кг, $E_5/R = 11500$ К, $k_5 = 3 \cdot 10^{13}$ с⁻¹, $q_5 = 10^7$ Дж/кг, $c_{p1} = 2000$ Дж/(кг · К), $c_{p2} = 4180$ Дж/(кг · К), $c_{p3} = 900$ Дж/(кг · К), $c_{p4} = 1000$ Дж/(кг · К), $c_p = 1000$ Дж/(кг · К), $s = 1000$ м⁻¹, $sc_d = 0,1$, $\alpha_c = 0,06$, $\rho_4 \varphi_4 = 0,08$ кг/м³, $\nu = 0,7$, $\rho_1 = 500$, $\rho_2 = 1000$, $\rho_3 = 200$, $\rho_e = 1,2$ кг/м³, $c_{2e} = 0$, $\varphi_{3e} = 0$, $p_e = 10$ н/м², $T_e = 300$ К, $c_{1e} = 0,23$.

Компоненты тензора турбулентных напряжений, турбулентные потоки тепла и массы записываются через градиенты среднего течения:

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} K \delta_{ij}, \quad -\rho \overline{u'_j c'_p T'} = \lambda_t \frac{\partial T}{\partial x_j},$$

$$-\rho \overline{u'_j c'_\alpha} = \rho D_t \frac{\partial c_\alpha}{\partial x_j}, \quad \lambda_t = \mu_t c_p / Pr_t, \quad \rho D_t = \mu_t / Sc_t, \quad \mu_t = C_\mu \rho K^2 / \epsilon,$$

где μ_t , λ_t , D_t — коэффициенты турбулентной вязкости, теплопроводности и диффузии соответственно; K — кинетическая энергия турбулентности; турбулентные числа Прандтля Pr_t и Шмидта Sc_t полагаются равными единице. Для определения μ_t использовалась локально-равновесная модель турбулентности [8]:

$$\mu_t = \rho \left(\frac{C_\mu}{C_1} \right)^{3/2} l^2 \left\{ 2 \left[\left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{v}{r} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial w}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 - \frac{2}{3} \left[\frac{\partial w}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rv) \right]^2 - \frac{g}{TP_{r_t}} \frac{\partial \Theta}{\partial z} \right\}^{1/2},$$

$$l = zk_t / (1 + 2,5z \sqrt{(sc_d)/h}),$$

где $k_t = 0,4$, $C_1 = 1,44$, $C_\mu = 0,09$, $h = h_2 - h_1$, $\Theta = T - T_e$.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Система уравнений (2)–(9) с начальными и граничными условиями (10)–(14) для численного интегрирования была редуцирована к дискретной форме с помощью метода контрольного объема Патанкара — Сполдинга [9]. Сеточные уравнения, возникающие в процессе дискретизации, разрешались с помощью метода SIP [10]. Согласование полей скорости и давления осуществлялось итерационным образом в рамках алгоритма SIMPLE [9]. В результате численного интегрирования были получены поля температур, массовых концентраций компонентов газовой фазы, объемные доли компонентов твердой фазы, а также векторные поля скорости в различные моменты времени. При анализе полученных результатов использовался тот же критерий зажигания, что и в [4]. На рис. 2 представлены изотермы для газовой и твердой фаз в момент времени, когда зона зажигания имеет максимальные размеры. Энергия взрыва в данном расчете составляла 1 мТ, а его высота $H = 1$ км. Согласно [5] в этом случае время прихода ударной волны в эпицентр взрыва превышает 2 с, тогда как зажигание там происходит менее чем за 1 с. Еще значительнее разница между временами зажигания и прихода ударной волны на границе зоны зажигания. Таким образом, можно сделать вывод о том, что в данной ситуации, зажигание полога леса имеет место до прихода ударной волны. Этот результат согласуется с данными последствий ядерных взрывов в Хиросиме и Нагасаки [2, 5], где наблюдалась отмеченная

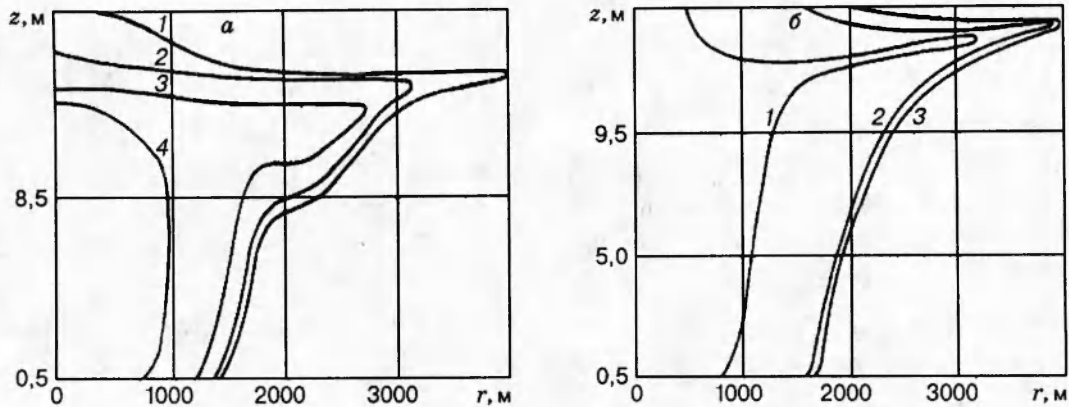


Рис. 2. Распределение температур газовой (а) и твердой (б) фаз:
 $T_s = T_s/T_e$, $T = T/T_e = 2,6$ (1), 3,5 (2), 7 (3) и 10 (4); $T_e = 300$ К

выше последовательность событий. Это косвенным образом подтверждает адекватность модели исследуемому явлению.

Как следует из анализа кривых на рис. 2, наибольший прогрев наблюдается в центральной части. Над ней происходит всплытие масс нагретых газов за счет действия архимедовой силы. Векторная картина течения представлена на рис. 3. Видно, что в окрестности очага тепломассовыделения возникает собственный ветер, который направлен от периферии к центру области зажигания. Однако скорость ветра на момент воспламенения не превышает 0,5 м/с. С процессом зажигания неразрывно связано распределение массовых концентраций кислорода и горючих летучих продуктов пиролиза (рис. 4). Наиболее представительным из них является оксид углерода (см. рис. 4,б). В центральной части рассматриваемой области происходит выгорание СО и связанное с этим уменьшение количества кислорода. Любопытная картина наблюдается на границе области зажигания (см. рис.4,б), где в распределении СО имеется немонотонность, обусловленная процессом зажигания, в результате которого он расходуется.

На основании представленных выше результатов можно утверждать, что вначале происходит прогрев твердой и газовой фаз и испарение влаги. Затем начинается процесс разложения на конденсированные и летучие продукты пиролиза, последние из которых воспламеняются на верхней границе полога леса. Зона образования летучих горючих про-

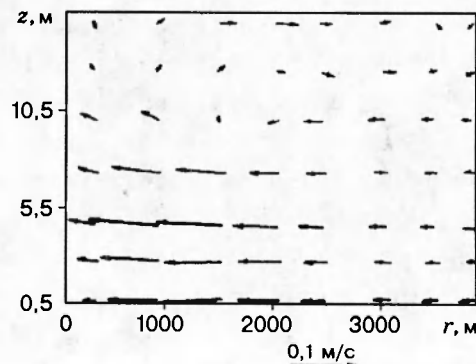


Рис. 3. Векторная картина течения

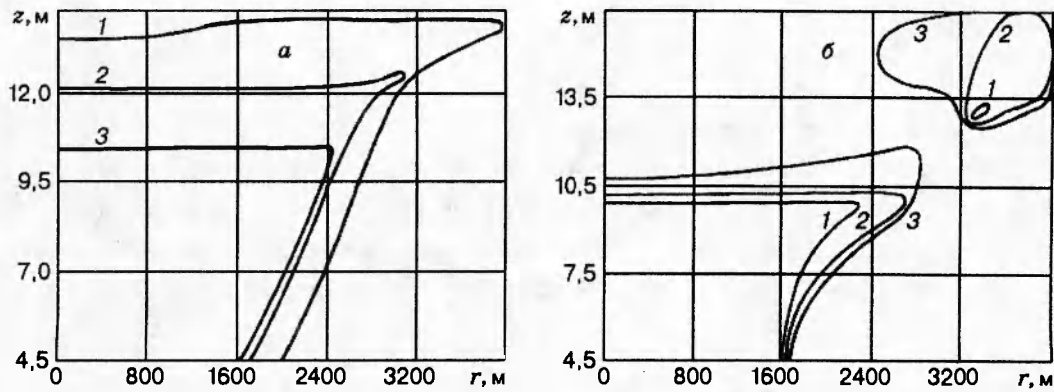


Рис. 4. Распределение кислорода (а) и газообразных горючих продуктов пиролиза (б):

$c_1 = c_1/c_{1e}$: 1 — 0,6, 2 — 0,5, 3 — 0,4, 4 — 0,1, $c_{1e} = 0,23$; $c_2 = c_2/c_{1e}$: 1 — 1,0, 2 — 0,5, 3 — 0,4, $c_{1e} = 0,23$

дуктов пиролиза продвигается в глубину полога леса по мере его прогрева. Таким образом, процесс зажигания носит газофазный характер. На границе области зажигания также образуются продукты пиролиза, которые, однако, не воспламеняются в силу недостаточной плотности лучистого потока. Они всплывают над пологом леса за счет архимедовой силы.

На рис. 5,а представлены зависимости температур газовой (штриховые линии) и твердой (сплошные) фаз на верхней границе полога леса от времени для различных расстояний от эпицентра взрыва, а на рис. 5,б — распределения массовых концентраций O_2 (сплошные линии) и CO (штриховые). Видно, что реализуются три режима: первый представляет фактически сжигание, второй — так называемый нормальный режим зажигания и третий — невоспламенение, что согласуется с результатами [4]. Для режимов сжигания и воспламенения (штриховые линии 1, 2 на рис. 5,б) характерно образование острых максимумов выделения газообразных горючих продуктов пиролиза.

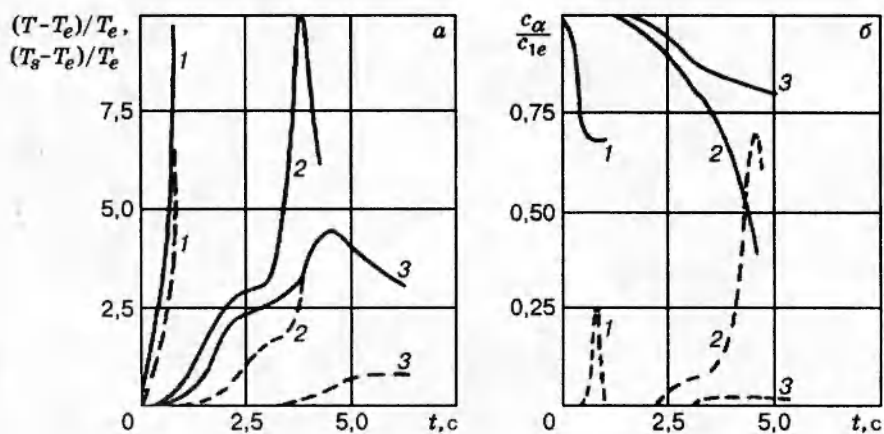


Рис. 5. Изменение температур фаз (а) и массовых концентраций (б) на верхней границе полога леса:

а: штриховая линия — T , сплошная — T_s ; б: сплошная линия — c_1 , штриховая — c_2 ; r , м: 1 — 0, 2 — 4000, 3 — 6000

Кроме того, были проведены расчеты по определению размеров зон зажигания лесных массивов в рамках квазиодномерного приближения. При этом считалось, что на начальной стадии зажигания перенос энергии в вертикальном направлении преобладает над горизонтальным. По этой причине предполагалось, что все параметры зависят от времени и вертикальной координаты, а значение радиуса использовалось как параметр при определении значения $q_R(r, t)$ [4]. Были проведены расчеты для сравнения размеров зон зажигания в зависимости от мощности взрыва (в диапазоне от 20 до 100 кТ) в квазиодномерной и двумерной постановках. Как и в работе [11], в качестве критерия зажигания принято условие $(\partial^2 T / \partial t^2) \Big|_{z=h, t=t_*} = 0$, где $z = h$ — высота полога леса, t_* — время зажигания. Следует отметить, что в рамках квазиодномерного приближения радиусы зон зажигания больше на $\sim 5-10\%$. Это увеличение объясняется тем, что в данном приближении не учитывается перенос энергии в горизонтальном направлении. Однако приведенное выше сравнение оправдывает применение квазиодномерного подхода для определения максимальных размеров зон зажигания лесных массивов.

Поскольку при зажигании ЛГМ, образующиеся продукты пиролиза полностью не выгорают, в пологе леса и над ним возникает облако газообразных горючих продуктов, смешанных с воздухом. Это облако может взорваться под действием ударной волны, приходящей при взрыве ядерного заряда [11]. Такая ситуация может иметь место если время зажигания меньше времени прихода ударной волны. Этот вывод согласуется с теоретическими и экспериментальными данными по взаимодействию ударных волн с зоной пиролиза фронта верхового лесного пожара [12]. Оценки показывают, что для ядерного взрыва мощностью 2,5 мТ, произведенного на высоте 6,5 км над лесным массивом, до момента прихода ударной волны в зоне зажигания образуется до $16 \cdot 10^7$ кг газообразных горючих продуктов пиролиза. Очевидно, что действие падающей ударной волны может значительно усиливаться, если взорвется хотя бы часть этой окиси углерода и метана с воздухом. Логично предположить, что после взрыва газообразных продуктов пиролиза ЛГМ горение может прекратиться.

Необходимо отметить, что приведенные оценки не исчерпывают анализа проблемы взрыва газообразных продуктов пиролиза. Возможно, что их инициирование происходит в результате действия не падающей, а отраженной от поверхности Земли ударной волны. Иными словами, механизм детонации топливно-воздушного облака заслуживает отдельного исследования.

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 93-013-17701) и Международного научного фонда (грант J69100).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Климатические** и биологические последствия ядерной войны / Под ред. Е. П. Велихова. М.: Наука, 1987.
2. **Последствия** ядерной войны: физические и атмосферные эффекты / Б. Питток, Т. Акермен, П. Крутцен, М. Мак-Кракен, Ч. Шапиро, Р. Турко. М.: Мир, 1988.
3. **Бронштэн В. А.** Физика метеорных явлений. М.: Наука, 1981.

4. Гришин А. М., Перминов В. А. Математическое моделирование зажигания полога леса от Тунгусского метеорита // Изв. СО РАН. Сиб. физ.-техн. журн. 1992. № 6. С. 112–117.
5. Действие ядерного оружия / Под ред. П. С. Дмитриева. М.: Воениздат, 1965.
6. Гостинцев Ю. А., Махвиладзе Г. М., Новожилов В. Б. Начальная стадия развития большого пожара, инициированного излучением // Горение конденсированных систем: Материалы IX Всесоюз. симпоз. по горению и взрыву. Черноголовка: ИХФ, 1989. С. 101–104.
7. Гостинцев Ю. А., Махвиладзе Г. М., Новожилов В. Б. Формирование большого пожара, вызванного излучением // Изв. РАН. МЖГ. 1992. № 1. С. 17–25.
8. Гришин А. М. Математические модели лесных пожаров и новые способы борьбы с ними. Новосибирск: Наука, 1992.
9. Патанкар С. В. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М.: Энергоатомиздат, 1984.
10. Stone H. L. Iterative solution of implicit approximations of multi-dimensional partial differential equations // SIAM J. Numer. Anal. 1965. N 5. P. 530–558.
11. Гришин А. М., Ефимов К. Н., Перминов В. А. Зажигание лесных массивов в результате космических и техногенных катастроф // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 2. С. 18–31.
12. Гришин А. М., Ковалев Ю. М. Экспериментальное и теоретическое исследование воздействия взрыва на фронт верхового лесного пожара // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 6. С. 72–79.

Поступила в редакцию 25/III 1996 г.
