Физика горения и взрыва

4
1982 г.

ВОСПЛАМЕНЕНИЕ ПОЛОГА ЛЕСА ПРИ ВЕРХОВЫХ ПОЖАРАХ И РАСЧЕТ ШИРИНЫ ПРОТИВОПОЖАРНЫХ ЗАСЛОНОВ

А. М. Гришин, В. Г. Зверев
(Томск)

Для борьбы с огнем при верховых и низовых лесных пожарах используются противопожарные заслоны из негоримых древесных пород и минерализованные полосы, свободные от лесных горючих материалов и опада [1, 2]. В настоящее время размеры противопожарных заслонов и полос определяются на основе рекомендаций практиков и не имеют теоретической основы. В работе [3] предложена математическая модель лесных пожаров для непродуваемых (терминология из [4]) лесных массивов, в рамках которой дается аналитическое решение задачи о воспламенении полога леса при верховых пожарах, что позволило получить алгебраическое уравнение для определения ширины противопожарного разрыва в функции от скорости ветра и характеристик фронта горения.

В данной работе даются постановка и численное решение задачи о воспламенении полога леса с учетом излучения от факела и конвективного тепло- и массопереноса. В результате численного анализа предельных условий воспламенения получена зависимость ширины противопожарного заслона от скорости ветра, влажности лесных горючих материалов, ширины фронта горения, массового расхода продуктов горения.

Постановка задачи

Рассмотрим безграничный лесной массив с плоским фронтом верхового пожара, моделируемый зоной повышенной температуры, из которой в приземный слой атмосферы поступают нагретые газообразные продукты горения. Будем считать, что скорость ветра такова, что массовая скорость вдува продуктов горения $(\rho v)_г$ в приземный слой атмосферы меньше массовой скорости ветра $(\rho v)_e$, а направление ветра совпадает с положительным направлением оси x. В результате конвективного тепло- и массопереноса и излучения от факела лесные горючие материалы (тонкие веточки, хвоя) полога леса нагреваются и высушиваются. При дальнейшем нагревании происходит пиролиз растительной массы, воспламенение продуктов пиролиза и полога леса, в результате чего выделяется тепло и процесс повторяется в указанном порядке. Для простоты анализа поставленной задачи сделаем следующие допущения.

1) в приземном слое атмосферы имеет место турбулентное замороженное течение газа;

2) температура продуктов горения постоянна;

3) лесной массив является непродуваемым, вследствие чего перенос массы, импульса и энергии в направлении скорости ветра в пологе леса пренебрежимо мал по сравнению с турбулентным переносом поперек полога леса;

4) газовая и конденсированная фазы имеют в одной и той же точке пространства одинаковую температуру;

5) реакция пиролиза термонейтральна, а сам процесс воспламенения лимитируется поступлением газообразных продуктов пиролиза;

6) испарение влаги происходит в неравновесном режиме;

7) перенос энергии диффузией пренебрежимо мал по сравнению с переносом энергии кондукцией и излучением;

8) факел пламени излучает как плоская стенка с постоянной степенью черноты и известным углом наклона γ к верхней границе полога леса;

9) нагрев полога леса кондукцией, конвекцией и излучением осуществляется от факела пламени сверху в соответствии со схемой, предложенной в [3];

10) коэффициенты турбулентной теплопроводности и диффузии поперек полога леса определяются формулами [5]

$$\lambda_{3т} = \rho_3 c_{p3} k_1 (h - y)/z_1, \quad \rho_3 D_т = \rho_3 k_1 (h - y)/z_1, \tag{1}$$

где y — координата, отсчитываемая от верхней границы полога леса к нижней; $z_1 = 1$ м — эмпирическая постоянная; h — высота полога леса, отсчитываемая от поверхности земли; $k_1 = 0{,}3$ м^2/с — эмпирическая постоянная [5].

Выписанные выше допущения составляют физическую модель рассматриваемого явления. В рамках этой модели фронт пожара с точки зрения тепло- и массопереноса представляет тепловую завесу [6]. Наиболее обременительно третье допущение, однако оно с достаточной степенью реализуется для непродуваемых лесов, в пологе которых скорость ветра мала. Что касается остальных допущений, то они в достаточной степени реалистичны. В частности, перенос энергии диффузией можно игнорировать [7], если теплоемкости компонентов газовой фазы мало отличаются друг от друга.

Исследуем процесс воспламенения полога леса и на этой основе определим ширину противопожарного заслона. С учетом принятых допущений и результатов работы [3] получаем следующие уравнения, начальные и граничные условия для решения сформулированной выше задачи:

$$(\overline{\rho c_p})\frac{\partial\Theta}{\partial\tau} = \frac{\partial}{\partial\eta}\left(\bar\lambda\frac{\partial\Theta}{\partial\eta}\right) + \frac{aC\exp\left(\frac{b_3\Theta}{1+\beta\Theta}\right)}{(1+\beta\Theta)^{2,25}} - \frac{\varphi_2\exp\left(\frac{\Theta}{1+\beta\Theta}\right)}{(1+\beta\Theta)^{1/2}} + \varphi_{3w}B\mu e^{-\mu\eta}, \tag{2}$$

$$\overline{\rho_3\varphi_3}\frac{\partial C}{\partial\tau} = \mathrm{Le}\frac{\partial}{\partial\eta}\left(\overline{\rho_3\varphi_3 D_т}\frac{\partial C}{\partial\eta}\right) + \gamma(\varphi_1 - \varphi_c)(1-C)\exp\frac{b_1\Theta}{1+\beta\Theta} - \frac{\gamma_3 C\exp\frac{b_3\Theta}{1+\beta\Theta}}{(1+\beta\Theta)^{2,25}}, \tag{3}$$

$$\frac{d\varphi_1}{d\tau} = -\gamma_1\exp\frac{b_1\Theta}{1+\beta\Theta}(\varphi_1 - \varphi_c),\quad \frac{d\varphi_2}{d\tau} = -\gamma_2\varphi_2\frac{\exp\frac{\Theta}{1+\beta\Theta}}{(1+\beta\Theta)^{1/2}},\quad \sum_{i=1}^{3}\varphi_i = 1, \tag{4}$$

$$\bar\rho_3 = (1+\beta\Theta)^{-1}.$$

Граничные условия:

$$-\bar\lambda\frac{\partial\Theta}{\partial\eta}\bigg|_{\eta=0} = \mathrm{Nu}(\Theta_A - \Theta_w) + \pi_q(1-\varphi_{3w}) - \frac{\pi_2\exp\frac{\Theta_w}{1+\beta\Theta_w}}{(1+\beta\Theta_w)^{1/2}}\varphi_{2w}^2, \tag{5}$$

$$(\overline{\rho_3\varphi_3 D_т})\frac{\partial C}{\partial\eta}\bigg|_{\eta=0} = \mathrm{Nu}_D C_w,\quad \frac{\partial\Theta}{\partial\eta}\bigg|_{\eta=\infty} = 0,\quad \frac{\partial C}{\partial\eta}\bigg|_{\eta=\infty} = 0. \tag{6}$$

Начальные условия:

$$\Theta|_{\tau=0} = \Theta_н,\ C|_{\tau=0} = 0,\ \varphi_i|_{\tau=0} = \varphi_{iн},\ i = 1, 2. \tag{7}$$

Здесь $\Theta = \dfrac{(T - T_*)E_2}{RT_*^2}$ — безразмерная температура; $\beta = RT_*/E_2$;

$$b_i = E_i/E_2;\ i = 1{,}3;\ (\overline{\rho c_p}) = \sum_{i=1}^{3} \rho_i \varphi_i c_{pi}/(\rho c_p)_*;\ \overline{\lambda} = \sum_{i=1}^{3} \lambda_i \varphi_i/\lambda_*;$$

$$a = \frac{q_3 k_{03} \exp\left(\dfrac{E_2 - E_3}{RT_*}\right)}{T_*^{1,75} q_2 k_{02} \rho_2 s};\quad \mu = k y_*;\quad B = \frac{Q_R t_* E_2}{RT_*^2 (\rho c_p)_* y_*};$$

$$\mathrm{Le} = \frac{D_{\text{т}*} (\rho c_p)_*}{\lambda_*};\quad \gamma = \frac{t_* k_{01} \rho_1}{(\rho_3 \varphi_3)_*} \exp\left(-\frac{E_1}{RT_*}\right);\quad \gamma_1 = t_* k_{01} \exp\left(-\frac{E_1}{RT_*}\right);$$

$$\gamma_2 = \frac{t_* k_{02} s}{\sqrt{T_*}} \exp\left(-\frac{E_2}{RT_*}\right);\quad \gamma_3 = \frac{t_* k_{03}}{(\rho_3 \varphi_3)_* T_*^{2,25}} \exp\left(-\frac{E_3}{RT_*}\right);\quad \rho_{3*} = \frac{p_{\text{н}} M}{RT_*};$$

$$\mathrm{Nu} = \frac{y_* \alpha}{\lambda_*};\quad \pi_q = \frac{Q_R y_* E_2}{\lambda_* RT_*^2};\quad \pi_2 = \frac{q_2 k_{02} \rho_2 E_2 y_*}{\sqrt{T_*} RT_*^2 \lambda_*} \exp\left(-\frac{E_2}{RT_*}\right);$$

$$L = \frac{\rho_3 c_{p3} D_{\text{т}}}{\lambda_{3\text{т}}};\ \mathrm{Nu}_D = \frac{\alpha y_* L}{c_{p3} (\rho_3 \varphi_3 D_{\text{т}})_*};\quad \varphi_c = \varphi_{1\text{н}} k_c$$

— безразмерные параметры, физический смысл которых вытекает из их определения; T_* — характерная температура; M — молекулярный вес смеси, который считается постоянным, так как изменяющаяся массовая концентрация продуктов пиролиза мала по сравнению с концентрацией других компонентов газовой фазы; $t_* = \dfrac{(\rho c_p)_* RT_*^2 \sqrt{T_*}}{E_2 q_2 k_{02} s \rho_2} \exp \dfrac{E_2}{RT_*}$ — характерное время; $y_* = \sqrt{\lambda_* / (\rho c_p)_* t_*}$ — характерная длина; $\eta = y/y_*$ — безразмерная координата; $\eta_\infty = (h - h_1)/y_*$ — безразмерная высота полога леса от его нижней границы h_1; τ — безразмерное время; x, y — координаты декартовой системы координат, связанной с верхней границей полога леса ($x = 0$ соответствует левой границе фронта пожара), ось y направлена вниз; h — высота полога леса; T, C, φ_1, φ_2, φ_3 — температура реагирующей среды (полога леса), концентрация продуктов пиролиза, объемная доля сухого органического вещества, влаги и газовой фазы соответственно; ρ, c_p, λ — плотность, теплоемкость и коэффициент теплопроводности; s — удельная поверхность листьев, хвои в единице объема полога леса, м$^{-1}$; k — коэффициент ослабления в законе Бугера; E_1, k_{01}, E_2, k_{02}, E_3, k_{03} — энергия активации и предэкспоненты реакций разложения сухого органического вещества, испарения влаги, эффективной реакции взаимодействия продуктов пиролиза лесных горючих материалов с кислородом; q_2, q_3 — тепловые эффекты реакции испарения влаги и окисления продуктов пиролиза; $Q_R = \varepsilon \sigma T_{\text{г}}^4 \cdot 0{,}5 \left(1 - (l \cdot \cos\gamma + \Delta x)/\sqrt{l^2 + 2\Delta x l \cos\gamma + \Delta x^2}\right)$, $\Delta x = x - x_{\text{г}}$ — радиационный тепловой поток; T_a, α — адиабатическая температура поверхности и коэффициент теплоотдачи, определяемые по формулам

$$T_a = T_e + (T_{\text{г}} - T_e) \left(1 + \frac{0{,}00128\, \mathrm{Re}_{\Delta x}}{\mathrm{Re}_{\text{г}}^{0,7}}\right)^{-0,8},$$

$$\alpha = 2650 \rho_e v_e c_{pe} \mathrm{Re}_{\Delta x}^{-0,8} \mathrm{Re}_{x_{\text{г}}}^{0,2} [\rho_e v_e/(\rho v)_{\text{г}}]^{0,1}\, \mathrm{Fr}^{0,3}$$

из работы [8]; k_c — коксовое число для лесных горючих материалов; L, ε — длина факела пламени и коэффициент черноты; γ — угол наклона пламени к горизонтальной верхней границе полога леса, отсчитываемый по часовой стрелке; $D_{\text{т}}$ — коэффициент турбулентной диффузии; $\mathrm{Re}_{\Delta x} = \rho_e v_e (x - x_{\text{г}})/\mu_e$, $\mathrm{Re}_{\text{г}} = (\rho v)_{\text{г}} x_{\text{г}}/\mu_{\text{г}}$, $\mathrm{Fr} = v_e^2/gh$ — безразмерные параметры; g — ускорение силы тяжести, м/с^2; индексы 1, 2, 3, w, e, г, н относятся к сухому органическому веществу, влаге, газообразной фазе, параметрам на верхней границе полога леса, набегающего потока, зоны горения и начальным условиям. Символ * относится к характерным значениям величин, а черта сверху — к безразмерным величинам.

Подчеркнем, что теплофизические и термокинетические свойства лесных горючих материалов в пологе заслона могут отличаться от соответствующих свойств лесных горючих материалов в основном лесном массиве. Поскольку нагревается полог леса согласно принятой физической модели сверху, то свободная конвекция в нем в соответствии с условием ее возникновения [9] не имеет места. Поэтому в левых частях уравнений (2) и (3) отсутствуют конвективные члены $v \cdot dT/dy$ и $v \cdot dC/dy$.

Для нахождения конвективного потока из газовой фазы использованы результаты численных расчетов тепло- и массопереноса в приземном слое атмосферы над пологом леса, полученные в [8]. Надо сказать, что профиль ветра сильно трансформируется вблизи очага горения [1]. В условиях (5), (6) этот факт учитывается с достаточной для целей качественного анализа явлений степенью точности. При скорости ветра $7 < v_e < 22$ м/с, $2 < x_г < 14$ м, $0{,}8 < (\rho v)_г < 5$ кг/(м^2·с) погрешность аналитической формулы для конвективного теплового потока не превосходит 25%. Для задания лучистого потока Q_R, падающего на поверхность полога, использовались результаты работы [10]. При задании диффузионного потока из газовой фазы применялась аналогия процессов тепло- и массообмена [11]. Для энергии активации и предэкспонента реакции пиролиза лесных горючих материалов использовались значения $E_1/R = 9420$ град, $k_{01} = 3{,}6 \cdot 10^4$ с$^{-1}$ согласно [12]. Термокинетические постоянные эффективной реакции взаимодействия продуктов пиролиза с кислородом брались для окисления наиболее представительного компонента газообразных продуктов пиролиза — окиси углерода [13]: $E_3/R = 13\,500$ град, $k_{03} = 1 \cdot 10^{14}$, $q_3 = 5 \cdot 10^6$ Дж/кг. Наконец, для термохимических постоянных испарения влаги использовались следующие значения: $E_2/R = 6000$ град, $sk_{02} = 6 \cdot 10^5$ град$^{1/2}$/с, $q_2 = 2{,}97 \cdot 10^6$ Дж/кг. Значение удельной поверхности макропор $s = 1$ м$^{-1}$ [4]. Начальные объемные доли компонентов изменялись в следующих пределах: $\varphi_{1н} = 0{,}004$, $\varphi_{2н} = 0 \div 0{,}003$. Использовались теплофизические параметры лесных горючих материалов из [1]: $\lambda_1 = 0{,}2$ Дж/(м · с · град), $\rho_1 = 500$ кг/м^3 $c_p = 2 \cdot 10^3$ Дж/(кг · град), $\lambda_2 = 0{,}6$ Дж/(м · с · град), $\rho_2 = 1 \cdot 10^3$ кг/м^3, $c_{p2} = 4{,}18 \cdot 10^3$ Дж/(кг · град). Теплофизические параметры газовой фазы считались такими же, как и для воздуха при соответствующих температурах.

Следует подчеркнуть, что, так как точность определения термокинетических постоянных не известна, а конвективный тепловой поток аппроксимирован с известной точностью только при $7 < v_e < 22$ м/с, то данная постановка задачи и представленные ниже численные результаты носят ограниченный характер.

Приближенное аналитическое решение задачи

Оценки показывают, что толщина прогретого слоя в пологе леса мала по сравнению с его высотой. Кроме того, коэффициенты переноса в среднем мало отличаются от постоянных, соответствующих $y = h/2$. Поэтому для аналитического решения краевой задачи (2)—(7) можно считать величину η_∞ бесконечно большой, а коэффициенты переноса постоянными, что позволяет использовать комбинацию метода преобразования Лапласа и асимптотического метода вычисления несобственных интегралов [10]. Плотность газовой фазы определим при характерной температуре. В результате вместо уравнений в частных производных (2), (3) имеем интегральные уравнения

$$\Theta_w = \Theta_н + \frac{2\pi_q}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\tau} + \mathrm{Nu} \int_0^\tau \frac{(\Theta_A - \Theta_w)\, dt}{\sqrt{\pi(\tau - t)}} - \pi_2 \int_0^\tau \frac{\varphi_{2w}^2 (1 + \beta\Theta_w)^{-1/2}}{\sqrt{\pi(\tau - t)}} \times$$

$$\times \exp \frac{\Theta_v}{1+\beta\Theta_w} dt + \int_0^\tau \left[aC_w (1+\beta\Theta_w)^{-2,25} \exp \frac{b_3\Theta_w}{1+\beta\Theta_v} - \right.$$

$$\left. - \varphi_{2w} (1 + b\Theta_w)^{-1/2} \exp \frac{\Theta_w}{1+\beta\Theta_w} \right] dt + \frac{\varphi_{3w} B}{\mu} \left\{ e^{\mu^2\tau} \left[1 - \right.\right.$$

$$\left.\left. - \Phi (\mu \sqrt{\tau}) \right] - 1 + \frac{2\mu\sqrt{\tau}}{\sqrt{\pi}} \right\}, \tag{8}$$

$$C_w = - \mathrm{Nu}_D \sqrt{\mathrm{Le}} \int_0^\tau \frac{C_w dt}{\sqrt{\pi(\tau - t)}} + \int_0^\tau \gamma (\varphi_{1w} - \varphi_e) (1 -$$

$$- C_w) \exp \frac{B_1\Theta_w}{1+\beta\Theta_w} dt - \int_0^\tau \gamma_3 (1+\beta\Theta_w)^{2,25} C_w \times$$

$$\times \exp \frac{b_3\Theta_w}{1+\beta\Theta_w} dt. \tag{9}$$

Для определения Θ_w для малых τ можно использовать уравнение

$$\Theta_w = \Theta_н + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\tau} \left\{ \mathrm{Nu} (\Theta_A - \Theta_w) + \pi_q (1 - \varphi_{3w}) - \frac{\pi_2 \varphi_{2w}^2}{(1+\beta\Theta_w)^{1/2}} \exp \frac{\Theta_w}{1+\beta\Theta_w} \right\}, \tag{10}$$

которое получается, если в (8), (9) пренебречь всеми интегралами, кроме первых, и для их вычисления использовать разложение подынтегрального выражения в ряд по степеням $(\tau - t)$ и ограничиться первым членом этого ряда. Величины φ_{1w} и φ_{2w} в (10) можно определить, используя разложения

$$\varphi_i = \varphi_{iн} + \varphi_{i1}\sqrt{\tau} + \varphi_{i2}\tau + \ldots, \quad i = 1,\ 2. \tag{11}$$

Если считать, что температура зажигания априори известная величина и принять ее в качестве величины T_*, а также ограничиться первым членом ряда (11), то из (10) можно получить следующее выражение для времени зажигания:

$$\tau_* = \frac{\pi\Theta_н^2}{4\left[\mathrm{Nu}\Theta_A + \pi_q (1 - \varphi_{3н}) - \pi_2 \varphi_{2н}^2\right]^2}. \tag{12}$$

Анализ формулы (12) показывает, что время воспламенения убывает с ростом числа Нуссельта (безразмерного конвективного теплового потока) и π_q (безразмерного лучистого потока), а с ростом скорости испарения величина τ_* растет.

Интересно, что при $\mathrm{Nu} \to \mathrm{Nu}_*$ $\tau_* \to \infty$. Таким образом, воспламенение имеет место только при $\mathrm{Nu} > \mathrm{Nu}_*$. Величина Nu_* определяется формулой

$$\mathrm{Nu}_* = \frac{\pi_2 \varphi_{2н}^2 - \pi_q}{\Theta_A}. \tag{13}$$

Предельный конвективный поток убывает с ростом безразмерного лучистого потока и растет с увеличением скорости испарения, что согласуется с априорными физическими соображениями. Поскольку Nu и Θ_A зависят от x, то уравнение

$$\mathrm{Nu} = \mathrm{Nu}_* \tag{14}$$

дает возможность определить предельное расстояние x такое, что при $x > x_*$ зажигание проводников горения не имеет места (иными словами, $x = x_*$ — координата фронта зажигания). Зная величину x_*, можно определить ширину противопожарных заслонов (полос), обеспечивающих нераспространение низового или верхового лесного пожара.

Уравнение (14) приближенно можно решить методом простой итерации. Для этого удобно переписать уравнение (14) следующим образом:

$$\xi = \mathrm{Re}_{\Delta x} = 781{,}3\cdot \mathrm{Re}_{\mathrm{г}}^{0,7}\left\{\left[\frac{(T_* - T_e)}{(T_{\mathrm{г}} - T_e)} + \frac{\lambda_* \xi^{0,8}\left(\pi_2 \varphi_{2\mathrm{н}}^2 - \pi_q\right) R T_*^2}{A y_* (T_{\mathrm{г}} - T_e) E_2}\right]^{-1,25} - 1\right\}, \quad (15)$$

$$A = 2650 \rho_e v_e c_{pe} \mathrm{Re}_{\mathrm{г}}^{0,2}\left[\rho_e v_e/(\rho v)_{\mathrm{г}}\right]^{0,1} \mathrm{Fr}^{0,3}.$$

Первое приближение имеет вид

$$\xi_1 = 781{,}3\cdot \mathrm{Re}_{\mathrm{г}}^{0,7}\left\{\left(\frac{T_* - T_e}{T_{\mathrm{г}} - T_e}\right)^{-1,25} - 1\right\}, \quad \xi = \mathrm{Re}_{\Delta x}. \quad (16)$$

Второе приближение получим, подставляя (16) в правую часть уравнения (15)

$$\xi_2 = 781{,}3\cdot \mathrm{Re}_{\mathrm{г}}^{0,7}\left\{\left[\frac{T_* - T_e}{T_{\mathrm{г}} - T_e} + \frac{\lambda_* \xi_1^{0,8}\left(7{,}0\cdot\pi_2 \varphi_{2\mathrm{н}}^2 - \pi_q\right) R T_*^2}{A y_* (T_{\mathrm{г}} - T_e) E_2}\right]^{-1,25}\right\}. \quad (17)$$

При получении (17) перед $\pi_2\varphi_{2\mathrm{н}}^2$ для лучшего согласования с результатами численного решения введен корректирующий множитель 7. Поэтому выражение (17) следует рассматривать как формулу, интерполирующую результаты численного счета задачи в точной постановке. Отметим, что введение корректирующего множителя перед $\pi_2\varphi_{2\mathrm{н}}^2$ одновременно повышает и точность формулы (12).

Анализ формул (16), (17) для ширины противопожарного заслона показывает, что Δx_* растет с $(\rho v)_{\mathrm{г}}$ и $x_{\mathrm{г}}$ и убывает с ростом объемной доли воды $\varphi_{2\mathrm{н}}$ и скорости ветра v_e. Последнее объясняется тем, что при сильном ветре газообразные продукты горения сильно разбавляются холодным воздухом и их температура падает.

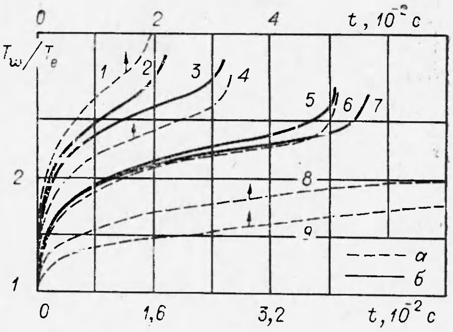
Любопытно, что величины τ_* и Δx_* относительно слабо зависят от выбора характерной температуры T_*, изменяющейся в физически разумных пределах $600 < T_* < 650$ K [1]. Это в конечном счете оправдывает использование в данном случае понятия температуры зажигания.

Алгоритм и результаты численного решения задачи

Поскольку входящие в граничные условия (5) и (6) параметры зависят от продольной координаты x, то краевая задачи (2)—(8) многократно численно интегрировалась для различных x при одних и тех же значениях входных параметров задачи (скорости ветра v_e, размеров фронта горения $x_{\mathrm{г}}$, температуры $T_{\mathrm{г}}$ в зоне горения, массового расхода $(\rho v)_{\mathrm{г}}$). В каждом сечении по x задача (2)—(7) решалась либо до момента воспламенения, либо счет прекращался при $t = 15$ мин в случае невоспламенения полога леса. Система (2)—(7) решалась при помощи итерационно-интерполяционного метода, изложенного в [13]. Погрешность аппроксимации используемой разностной схемы $0(\Delta h_2 + \Delta t)$, где Δh — шаг по пространственной координате, Δt — временной шаг. Программа тестировалась на задачах теплопроводности, имеющих аналитические решения [14], и некоторых численных решениях задач теории зажигания [12].

На рис. 1, *а* представлена зависимость температуры на верхней границе полога леса от времени при различных значениях продольной координаты x. Величины параметров состояния зоны горения и набегающего потока на уровне верхней границы полога леса таковы: $x_{\mathrm{г}} = 6$ м, $(\rho v)_{\mathrm{г}} = 2$ кг/(м$^2\cdot$с), $T_{\mathrm{г}} = 1300$ K, $v_e = 7{,}3$ м/с, $l = 6$ м, $\gamma = 135°$, $\varphi_{1\mathrm{н}} = 0{,}004$, $\varphi_{2\mathrm{н}} = 0{,}001$, $\varepsilon = 0{,}7$, $k = 0{,}6$ м$^{-1}$, $h = 10$ м, $L = 0{,}7$. Видно, что кривые *1*, *4*, *6*, соответствующие сечениям на расстояниях 10, 15, 20 м от правого края зоны горения, имеют характерный взмыв температуры. Быстрый рост температуры происходит в силу того, что выделяющиеся при нагре-

Рис. 1. Зависимость температуры среды на верхней границе полога леса в функции от времени (*а*) и влияние излучения от фронта пожара на температуру среды на верхней границе полога леса (*б*).



вании полога леса летучие продукты пиролиза вступают в экзотермическую реакцию с кислородом воздуха. Кривые *8*, *9* рис. 1, *а*, которые соответствуют расстояниям $\Delta x = 30$, 40 м от правого края зоны горения, не имеют взмыва температуры, что можно интерпретировать, как невоспламенение лесных горючих материалов в пологе леса.

Интересно, что кривые *1*, *4*, *6* на рис. 1 напоминают те, которые получаются при воспламенении конденсированных веществ тепловым потоком [13]. Поэтому в дальнейшем, так же как и в [13], за условие воспламенения принимался критерий

$$\left.\frac{d^2T_w}{dt^2}\right|_{t=t_*} = 0, \tag{18}$$

где t_* — время зажигания верхней границы полога леса. Кривые *8*, *9* рис. 1 асимптотически выходят на значения температуры, которая ниже температуры разложения лесных горючих материалов (веточек, хвоинок), и в этом случае зажигание, очевидно, не имеет места.

На рис. 1, *б* при тех же параметрах зоны горения, набегающего потока, полога леса, что и для рис. 1, *а* (только $l = 10$ м), показана зависимость температуры поверхности полога леса от времени на удалении $\Delta x = 12$ м (кривые *2*, *3*) и 18 м (кривые *5*, *7*) от правого конца зоны горения с учетом (кривые *2*, *5*) и без учета лучистого потока от факела к поверхности полога леса. Сравнивая кривые *2* и *3*, заключаем, что до расстояний ($\Delta x = 12$ м) порядка длины факела лучистый тепловой поток существенно влияет на значения температуры $T_w(t)$ и величину времени зажигания. В то же время на достаточном удалении ($\Delta x = 18$ м) от фронта пожара влияние излучения на величину $T_w(t)$ и время зажигания незначительно.

Расчеты показали, что величина времени зажигания сильно зависит от значений термокинетических постоянных процессов пиролиза, сушки и окисления летучих продуктов пиролиза. В результате расчетов установлено, что t_* с ростом $T_г$, $(\rho v)_г$ и $x_г$ при прочих равных условиях убывает, что согласуется с аналитическим решением задачи и априорными физическими соображениями. Для более детальной проверки полученных результатов необходимы специальные экспериментальные исследования.

Параметрическим решением задачи (2)—(7) по продольной координате определялась координата правой границы противопожарного заслона (полосы) x_*, при которой не происходит зажигания полога леса. Очевидно, что при $x > x_*$ зажигание тоже не имеет места. Считалось, что вос-

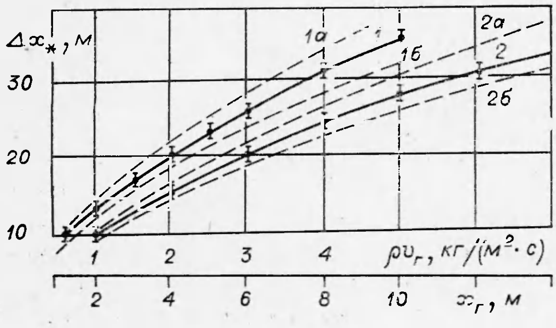


Рис. 2. Зависимость Δx_* от $(\rho v)_г$ и $x_г$ (*1а*, *2а* — $T_* = 600$К, *1б*, *2б* — $T_* = 630$К).

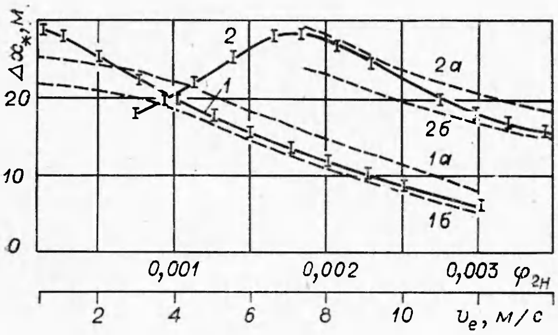


Рис. 3. Зависимость Δx_* от $\varphi_{2н}$ и v_e (*1а*, *2а* — $T_* = 600K$, *1б*, *2б* — $T_* = 630K$).

пламенение поверхности полога леса реализуется на данном удалении Δx от зоны горения, если выполняется условие (18). При невыполнении этого условия задача (2)—(7) решалась до моментов времени $t=15$ мин, после чего счет прекращался.

На рис. 2 показана зависимость величины $\Delta x_* = x_* - x_г$ от параметров $(\rho v)_г$ (кривая *1*, $x_г = 6$ м) и $x_г$ (кривая *2*, $(\rho v)_г = 2$ кг/(м$^2 \cdot$ с)), характеризующих процесс горения при тех же значениях остальных параметров, что и на рис. 1, только $v_e = 11$ м/с; сплошными кривыми изображены результаты численного счета. Как видно из рис. 2, величина Δx_* почти линейно увеличивается с ростом $(\rho v)_г$ и $x_г$ и относительно слабо зависит от выбора температуры зажигания T_*, что обосновывает результаты аналитического исследования. При введении корректирующего множителя аналитическое и численное решения согласуются не только качественно, но и количественно.

На рис. 3 приведены зависимости Δx_* от параметра начального объемного влагосодержания $\varphi_{2н}$ (см. кривые *1*, полученные при $v_e = 11$ м/с), а также от скорости ветра v_e на уровне верхней границы полога леса (кривые *2*). Значения остальных параметров те же, что и для рис. 1. Сплошными кривыми изображены численные данные, а штриховыми — теоретические результаты, полученные по формуле (17). Видно, что с уменьшением $\varphi_{2н}$ величина Δx_* возрастает, причем теоретические и численные результаты согласуются друг с другом. Зависимость Δx_* от скорости ветра носит немонотонный характер. При изменении v_e от 3,5 до 7 м/с величина Δx_* растет, а при $v_e > 7$ м/с наблюдается убывание значения Δx_* с ростом v_e.

Эффект роста Δx_* с ростом v_e согласуется с данными работы [3] и объясняется «запиранием» энергии, выделившейся во фронте горения, в пологе леса вследствие отклонения конвективной колонки от вертикали, в результате чего имеет место нагревание полога леса газообразными продуктами горения. Восходящая ветвь кривой *2* на рис. 3 получена с использованием численных данных для теплового потока из газовой фазы в полог леса, полученных в работе [10], так как аналитической формулы для теплового потока при $v_e < 7$ м/с подобрать не удалось. Что касается эффекта уменьшения Δx_* с ростом v_e при $v_e > 7$ м/с, то он объясняется разбавлением газообразных продуктов горения холодным воздухом и уменьшением их температуры.

По формуле (17) удается получить только нисходящую ветвь кривой *2* (см. рис. 3). Видно, что при $v_e > 7$ м/с теоретические и численные результаты неплохо количественно согласуются друг с другом, т. е. в данном случае выбор T_* относительно слабо влияет на величину Δx_*. Как показали численные расчеты, время зажигания также немонотонным образом зависит от скорости ветра. При прочих равных условиях время зажигания вначале убывает с увеличением v_e, а затем растет, что согласуется с немонотонностью зависимости Δx_* от v_e.

Полученные результаты уточняют и дополняют данные работы [3], где другим методом получено приближенное решение задачи о расчете ширины противопожарного заслона и представляют интерес при проектировании и проведении лесоустроительных работ.

Поступила в редакцию 23/IV 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. **Э. В. Конев.** Физические основы горения растительных материалов. Новосибирск: Наука, 1977.
2. **Э. Н. Валендик, П. М. Матвеев, М. А. Софронов.** Крупные лесные пожары. М.: Наука, 1979.
3. **А. М. Гришин.**— В сб.: Численные методы механики сплошной среды. Т. 9, № 4. Новосибирск, 1978.
4. **А. С. Дубов, Л. П. Быкова, С. В. Марунич.** Турбулентность в растительном покрове. Л.: Гидрометеоиздат, 1978.
5. **М. Е. Берлянд.** Современные проблемы атмосферной диффузии и загрязнения атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1975.
6. **С. С. Кутателадзе, А. И. Леонтьев.** Тепло- и массообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергия, 1972.
7. **Д. А. Франк-Каменецкий.** Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.
8. **А. М. Гришин, А. Д. Грузин, В. Г. Зверев.** ФГВ, 1981, 17, 4.
9. **Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц.** Механика сплошных сред. М.: ГИТТЛ, 1953.
10. **В. А. Конев.**— В сб.: Вопросы лесной пирологии. Красноярск, 1974.
11. **Г. А. Тирский.** ПМТФ, 1965, 1.
12. **Л. Г. Сосновская, С. К. Чоксум, Е. Н. Сосновский.**— В сб.: Горение и пожары в лесу, Красноярск, 1978.
13. **Б. В. Алексеев, А. М. Гришин.** Введение в аэротермохимию. Саратов, 1978.
14. **А. И. Пехович, В. М. Жидких.** Расчеты теплового режима твердых тел. Л.: Энергия, 1976.

ЗАЖИГАНИЕ ГАЗА НАГРЕТЫМ ГОРИЗОНТАЛЬНЫМ ЦИЛИНДРОМ

Е. П. Костогоров, Э. А. Штессель

(Черноголовка)

Развитая в настоящее время тепловая теория зажигания использует предположение о том, что вещество в зоне прогрева неподвижно [1]. Однако при описании процесса зажигания жидких и газовых систем это предположение становится недопустимым. Возникает необходимость учета движения вещества, обусловленного развивающимся во времени естественно-конвективным движением. Причиной возникновения конвекции служит разность температур между зажигающей поверхностью и химически реагирующей жидкостью или газом. Одновременное протекание в системе двух нестационарных процессов — конвекции и реакции — не только усложняет общую картину зажигания, но и вносит в нее некоторые качественные изменения. Поэтому влияние естественной конвекции не может быть учтено лишь введением эффективных коэффициентов, характеризующих теплообмен, как это делается при рассмотрении процессов теплового взрыва [2]. Необходимо совместное решение уравнений, описывающих процесс зажигания и уравнений движения вещества.

В данной работе рассматривается задача о зажигании химически реагирующего газа телом цилиндрической формы в условиях естественной конвекции.

Пусть в среду неподвижного газа с начальной температурой T_0, при которой химическая реакция несущественна, погружен бесконечный горизонтальный цилиндр. Выбираем систему координат, отсчитывая X с самой нижней точки поперечного сечения цилиндра, а Y — по нормали к нему (рис. 1). В начальный момент времени $t = 0$ температура цилиндра принимает значение $T_1 > T_0$ и затем остается постоянной.

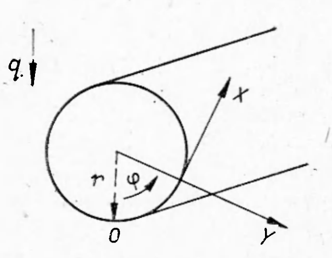


Рис. 1. Система координат.