

О СТАЦИОНАРНОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ ВЕРШИННЫХ ВЕРХОВЫХ ЛЕСНЫХ ПОЖАРОВ

А. М. Гришин, В. Г. Зверев, С. В. Шевелев

(Томск)

Вопрос о распространении вершинных верховых пожаров обсуждался в работах [1—4]. Под вершинным пожаром здесь понимается одна из разновидностей верхового лесного пожара, при которой распространение волны горения происходит только по верхнему ярусу леса. В [1] экспериментально установлено, что основным механизмом переноса энергии из фронта пожара к свежим лесным горючим материалам (ЛГМ) является вынужденная конвекция, и показано, что существует скорость ветра, ниже которой вершинный пожар не возникает. В [2—4] на основе общей математической модели распространения лесных пожаров [5, 6] даны двумерная и одномерная модели распространения вершинных пожаров и выявлены пределы распространения по запасу органического вещества ЛГМ и по его влагосодержанию. В [7] получено аналитическое выражение для скорости распространения вершинных пожаров и аналитически исследованы пределы их распространения.

В данной работе в рамках простой математической модели вершинного пожара, предложенной в [2—4], дается аналитическое и численное определение скорости распространения фронта пожара и численно исследуются пределы его распространения по скорости ветра.

Постановка задачи

Рассмотрим бесконечный в горизонтальном направлении продуваемый лесной массив (терминология из [5]). Следуя [6], будем считать полог леса (совокупность крои деревьев) недеформируемой многофазной многокомпонентной однотемпературной реагирующей средой, состоящей из сухого органического вещества (1), воды в жидкокапельном состоянии (2), конденсированных продуктов пиролиза (3), минеральной части ЛГМ (4) и газовой фазы (5). Предполагается, что газовая фаза включает в себя кислород (1), горючие продукты пиролиза ЛГМ (2), инертные компоненты воздуха (3), водяной пар и инертные продукты пиролиза (4). В лесном массиве имеется очаг повышенной температуры, ограниченный по горизонтали и охватывающий по высоте весь полог леса. Начало координат поместим на левой стороне очага горения, ось x свяжем с направлением ветра, ось z направим вертикально вверх.

Система двумерных уравнений, представляющих собой законы сохранения массы, энергии и импульса, описывающая распространение верховых пожаров в продуваемых лесных массивах, изложена в [4, 6]. Поскольку характерные линейные размеры полога леса по горизонтали много больше, чем по вертикали, то для упрощения задачи осредним все характеристики по высоте полога. В результате получим следующую систему уравнений [4]:

$$\rho_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} = -R_1, \quad \rho_2 \frac{\partial \varphi_2}{\partial t} = -R_2, \quad \rho_3 \frac{\partial \varphi_3}{\partial t} = \alpha_C \bar{n}_1 - \frac{M_C}{M_1} \bar{n}_3, \quad \rho_4 \frac{\partial \varphi_4}{\partial t} = 0, \quad (1)$$

$$\left(\sum_{i=1}^4 \rho_i \varphi_i c_{pi} + \rho_5 c_{p5} \right) \frac{\partial T}{\partial t} + \rho_5 c_{p5} u_e \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_T \frac{\partial T}{\partial x} \right) - q_2 R_2 + q_3 R_3 + q_5 R_5 + (q_T^- - q_T^+)/h, \quad (2)$$

$$\rho_5 \left(\frac{\partial c_\infty}{\partial t} + u_e \frac{\partial c_\infty}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\rho_5 D_T \frac{\partial c_\infty}{\partial x} \right) + K_5 \alpha - c_\alpha Q + \frac{I_\infty^- - I_\infty^+}{h}, \quad \alpha = 1, 2, 3. \quad (3)$$

$$\rho_5 = \frac{\nu_{5e} \bar{T}_e \bar{M}}{M_e T}, \quad \sum_{\alpha=1}^4 c_\alpha = 1, \quad Q = (1 - \alpha_C) R_1 + R_2 + \frac{M_C}{M_1} R_3, \quad \frac{1}{M} = \sum_{\alpha=1}^4 \frac{c_\alpha}{M_\alpha} \quad (4)$$

$$\begin{aligned}
R_1 &= k_{01} \rho_1 \varphi_1 \exp(-E_1/RT), \quad R_2 = k_{02} \rho_2 \varphi_2 (\sqrt{T})^{-1} \exp(-E_2/RT), \\
R_3 &= k_{03} s_{\sigma} \rho_3 c_1 \varphi_3 \exp(-E_3/RT), \quad R_5 = M_2 k_{05} \left(\frac{c_1 \cdot M}{M_1}\right)^{0,25} \left(\frac{c_2 \cdot M}{M_1}\right) \times \\
&\times T^{-2,25} \exp(-E_5/RT), \quad R_{51} = -R_3 - \frac{M_1}{2M_2} R_5, \\
R_{52} &= (1 - \alpha_c) v_r R_1 - R_5, \quad R_{53} = 0.
\end{aligned}$$

Эту систему нужно решать с учетом следующих начальных и граничных условий:

$$\begin{aligned}
t = 0: \quad T &= T_n(x), \quad c_{\alpha} = c_{\alpha n}(x), \quad \varphi_i = \varphi_{in}(x), \\
x = \pm \infty: \quad T &= T_e, \quad c_{\alpha} = c_{\alpha e}.
\end{aligned} \tag{5}$$

Здесь R_1, R_2, R_3, R_5 — массовые скорости реакций пиролиза ЛГМ, испарения влаги, горения конденсированных и летучих продуктов пиролиза соответственно; E_i, k_{0i} и q_i — кинетические постоянные и тепловые эффекты соответствующих реакций; $c_{pi}, \rho_i, \varphi_i$ — теплоемкости, истинные плотности и объемные доли компонентов многофазной реагирующей среды; T, c_{α} — температура и концентрация компонентов газовой фазы; $\alpha_c, v_r, s_{\sigma}$ — коксовое число ЛГМ, массовая доля горючего газа в летучих продуктах пиролиза, удельная поверхность элемента ЛГМ; Q — массовая скорость образования газовой фазы; λ_r, D_r — коэффициенты турбулентной теплопроводности и диффузии; u_e — равновесная скорость ветра в пологе леса; q_r^-, I_{α}^- — турбулентные тепловой и диффузионный потоки на верхней границе полога леса; M, M_{α}, M_c — молярная масса газовой фазы, индивидуальных компонентов и углерода; h — высота полога леса; индексы n и e относятся к начальным условиям и значениям функций на большом удалении от фронта пожара (невозмущенным условиям).

Состав летучих продуктов пиролиза сложен, один из наиболее представительных компонентов — СО. Поэтому для упрощения кинетической схемы летучие горючие продукты пиролиза считаются эффективным газом типа СО и рассматривается одна эффективная реакция горения [4]. Давление считается равным атмосферному, так как процесс происходит в термодинамически открытой системе и скорости течения существенно дозвуковые. Согласно [1], в случае верхового пожара, распространяющегося при сильном ветре в продуваемом лесном массиве, определяющим механизмом передачи энергии от фронта к ЛГМ является вынужденная конвекция и излучением можно пренебречь. Предполагая, что гидродинамическое течение слабо зависит от процессов горения, в силу однонаправленности течения в пологе, можно использовать в уравнениях (2), (3) приближение равновесной скорости ветра u_e [4]. Тепловой и диффузионный потоки по аналогии процессов теплообмена определялись по формулам [4]

$$q_r^- = -\frac{\alpha}{h} (T - T_e), \quad I_{\alpha}^- = -\frac{\alpha}{c_{p\alpha} h} (c_{\alpha} - c_{\alpha e}),$$

где α — коэффициент теплообмена. Потоками q_r^+, I_{α}^+ со стороны нижнего яруса леса пренебрегалось в силу того, что $q_r^+, I_{\alpha}^+ \ll q_r^-, I_{\alpha}^-$. Кроме того, считалось, что $\lambda_r = \mu_r c_{p5}, \rho_5 D_r = \mu_r, Pr_r = Sc_r = 1$, а коэффициент турбулентной вязкости μ_r принимался постоянным.

Алгоритм численного решения задачи

Для численного интегрирования системы уравнений (1) — (5) использовалась разностная схема, построенная на основе итерационно-интерполяционного метода [8]. В начальный момент времени на участке шириной l_r задавались значения $T_r, c_{\alpha r}, \varphi_{ir}$, характерные для фронта го-

рения. Особенность задачи — движение фронта пожара вдоль координаты x , поскольку используется система координат, не связанная с волной горения. Преимущество такого подхода состоит в том, что имеется возможность проследить эволюцию волны горения от этапа зажигания до распространения с постоянной скоростью ω , а также исследовать ее пределы распространения. Поэтому расчетная область бралась достаточно большой, чтобы не было влияния границ. Положение последних изменялось в соответствии с движением левой и правой сторон температурной волны, скорости движения которых фиксировались по изотерме $T = 540$ К.

В расчетах использовались следующие значения термокинетических постоянных ($i = 1, 2, 3, 5$) [2—4, 6]: $E_i/R = 9,4 \cdot 10^3, 6 \cdot 10^3, 9 \cdot 10^3, 11,5 \cdot 10^3$ град; $k_{oi} = 3,63 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}, 6 \cdot 10^3 \text{ град}^{1/2}/\text{с}, 430 \text{ с}^{-1}, 1,1 \cdot 10^{15} \text{ град}^{2,25}/\text{с}$, $q_i = 0; 3 \cdot 10^6, 1,2 \cdot 10^7, 10^7$ Дж/кг. Теплофизические величины выбирались следующими: $c_{pi} = 2; 4,18; 1; 1; 1,1$ кДж/(кг · град) ($i = 1 \div 5$), $\rho_i = 0,5 \cdot 10^3, 10^3, 0,2 \cdot 10^3, 0,2 \cdot 10^3$ кг/м³ ($i = 1 \div 4$). Считалось, что $s_\tau = 10^3 \text{ м}^{-1}$, $\alpha_c = 0,06$, $\nu_\tau = 0,7$, $\mu_\tau = 0,5$ кг/(м · с). Значения $\rho_1\Phi_{1н}$, $\rho_2\Phi_{2н}$, $\rho_4\Phi_{4н}$ определялись по формулам

$$\rho_1\Phi_{1н} = \rho_0(1 - \beta), \quad \rho_2\Phi_{2н} = \rho_1\Phi_{1н}W/100, \quad \rho_4\Phi_{4н} = \rho_0\beta,$$

где ρ_0 — объемный запас ЛГМ в пологе леса в абсолютно сухом состоянии; W, β — влагосодержание и зольность ЛГМ; ρ_0, W, β брались из лесотаксационных описаний [9]. Для всех расчетов $\beta = 0,04$.

На каждом временном слое в силу нелинейности системы уравнений проводились итерации. Решение считалось найденным, если достигалась заданная точность определения искомых функций на двух последовательных итерациях не менее 1%. Выбор шага по времени осуществлялся автоматически с учетом количества итераций, выполненных на предыдущем временном слое.

Приближенное аналитическое решение задачи о стационарном распространении фронта

В работах [2—4] показано, что после зажигания устанавливается стационарный режим распространения волны горения, характеризуемый постоянством скорости распространения, профилей температуры и концентрации компонентов. В случае стационарного распространения фронта пожара уравнения (1) — (5) упрощаются. В системе координат, связанной с фронтом (1) — (3), они превращаются в обыкновенные дифференциальные уравнения. Пусть ω — постоянная скорость движения фронта, $\xi = x - \omega t$ — декартова координата в подвижной системе отсчета, связанной с положением максимума профиля температуры, тогда

$$\rho_1\omega \frac{d\varphi_1}{d\xi} = R_1, \quad \rho_2\omega \frac{d\varphi_2}{d\xi} = \bar{R}_2, \quad \rho_3\omega \frac{d\varphi_3}{d\xi} = -\alpha_c \bar{R}_1 + \frac{M_c}{M_1} \bar{R}_3, \quad \frac{d\varphi_4}{d\xi} = 0, \quad (6)$$

$$\frac{d}{d\xi} \left(\rho_5 D_T \frac{dc_\alpha}{d\xi} \right) - \rho_5 (u_e - \omega) \frac{dc_\alpha}{d\xi} + R_5 \alpha - c_\alpha Q - \frac{\alpha}{c_{p5} h} (c_\alpha - c_{\alpha e}) = 0, \quad \alpha = \bar{1}, \bar{3}, \quad (7)$$

$$\frac{d}{d\xi} \left(\lambda_\tau \frac{dT}{d\xi} \right) - \left[\rho_5 (u_e - \omega) c_{p5} - \omega \sum_{i=1}^4 \rho_i \Phi_i c_{pi} \right] \frac{dT}{d\xi} - \frac{\alpha}{h} (T - T_e) - q_2 R_2 + q_3 R_3 + q_5 R_5 = 0. \quad (8)$$

Так как появился новый неизвестный параметр ω , то для замыкания системы (6) — (8) добавим условия

$$x = -\infty: \Phi_i = \Phi_{ик}, \quad (9)$$

где $\Phi_{ик}$ — конечные значения объемных долей фаз.

Представляет интерес получение приближенной формулы для скорости распространения вершинного пожара. Из анализа результатов чис-

ω^A , м/с	$\omega^Ч$, м/с	u_e , м/с	ρ_0 , кг/м ³	α , Вт/(м ² ·град)	W , %	Θ_0^A	$\Theta_0^Ч$
6,68	6,0	7,5	0,1	300	66,66	4,12	5,0
1,914	1,8	4,0	0,4	300	66,66	7,71	3,7
4,15	4,0	6,0	0,2	300	66,66	5,85	4,9
5,2	4,8	7,5	0,2	300	66,66	5,85	4,9
3,805	3,74	5,5	0,2	600	66,66	5,85	5,0
3,46	3,45	5,0	0,2	600	66,66	5,85	4,9
3,456	3,5	5,0	0,2	900	66,66	5,85	5,0
3,45	4,15	5,0	0,2	1500	66,66	5,85	5,2
13,75	12,0	17,0	0,2	300	30,0	6,67	6,6
2,96	2,9	4,5	0,2	300	80,0	5,6	4,6
1,31	1,5	2,0	0,2	300	80,0	5,6	4,6

ленных расчетов [2, 3] следует, что с хорошей степенью точности можно полагать

$$T(0) = T_0, \quad \left. \frac{dc_z}{d\xi} \right|_{\xi=0} = 0, \quad c_2|_{\xi=0} = 0, \quad \varphi_1(0) = 0, \quad \varphi_2(0) = 0. \quad (10)$$

Интегрируя (8) по ξ от 0 до ∞ и используя (6), (7) и условия (9), (10) для вычисления интегралов от источников членов, после некоторых преобразований и упрощений получаем следующие уравнения для определения безразмерной скорости распространения верхового пожара $\bar{\omega}$:

$$\Theta_0 = 1 + \frac{1}{2\varepsilon} \left[\bar{\omega}(\pi + 1) - 1 + \sqrt{[\bar{\omega}(\pi + 1) - 1]^2 + 4\varepsilon} \right] [\ln \Theta_0 + \bar{\omega}(q - \ln \Theta_0)],$$

$$\Theta_0 = \frac{T(0)}{T_e}, \quad \varepsilon = \frac{\alpha \lambda_T}{h(c_{p5} \rho_{5e} u_e)^2}, \quad \bar{\omega} = \frac{\omega}{u_e}, \quad \pi = \frac{1}{\rho_{5e} c_{p5}} \sum_{i=1}^4 \rho_i \varphi_i c_{pi}, \quad (11)$$

$$q = \left\{ \left[\frac{q_3 M_1 \alpha_C}{M_C} + q_5 (1 - \alpha_C) v_T \right] \rho_1 \varphi_{1H} - q_2 \rho_2 \varphi_{2H} \right\} / (\rho_{5e} c_{p5} T_e).$$

Как показывают оценки, $\varepsilon \ll 1$. Применим формулу бинома Ньютона и получим в первом приближении для определения $\bar{\omega}$ квадратное уравнение, из решения которого имеем [7]:

$$\bar{\omega} = \frac{q - (\pi + 2) \ln \Theta_0 + \sqrt{[(\pi + 2) \ln \Theta_0 - q]^2 + 4(\pi + 1)(q - \ln \Theta_0)[\ln \Theta_0 + \varepsilon(\Theta_0 - 1)]}}{2(\pi + 1)(q - \ln \Theta_0)}. \quad (12)$$

Если предположить, что тепловые потери слабо влияют на максимальную безразмерную температуру, то для ее оценки можно использовать выражение [7]

$$\Theta_0 = 1 + q_0 k / (1 + \pi), \quad (13)$$

где k — корректирующий множитель. Используя (12) и (13) и численные данные [2—4], находим

$$\bar{\omega} = 1,25 u_e. \quad (14)$$

Проведено сравнение численного решения задачи с аналитическими результатами, полученными по формулам (12)–(14) при $k=1,9$ для некоторых случаев стационарного распространения. В таблице, где представлены эти результаты, индексы А и Ч обозначают аналитические и численные значения. Видно, что ω^A и $\omega^Ч$ различаются не более чем на 10%. Что касается Θ_0^A и $\Theta_0^Ч$, то здесь расхождение больше, точность определения Θ_0^A сильно зависит от правильного подбора корректирующего

щего множителя k . В таблице даны наиболее точные соответствия между аналитическими и численными величинами, полученными в результате сравнений. Последние показали, что при значениях параметров u_e , α , ρ_0 , W вне диапазона, представленного в таблице, т. е. $u_e \in [2; 17]$, $\rho_0 \in [0,1; 0,4]$, $W \in [30; 80]$, а $\alpha \in [300; 1500]$, расхождения становятся высокими и формулы (12) — (14) применять нельзя.

Динамика фронта вершинного пожара

Динамика выхода волны горения на стационарный режим распространения, при котором конфигурация температурного профиля остается неизменной и перемещается с постоянной скоростью в направлении оси x , приведена на рис. 1. Даны профили относительных объемных долей $\bar{\varphi}_1 = \varphi_1/\varphi_{1н}$, $\bar{\varphi}_2 = \varphi_2/\varphi_{2н}$ сухого органического вещества ЛГМ (сплошные кривые) и влаги ЛГМ (штриховые), относительной температуры T/T_e , концентрации окислителя c_1 (сплошные) и горючих продуктов пиролиза c_2 (штриховые). Анализ рис. 1 показывает, что происходит зажигание полого леса (кривые 1) от очага повышенной температуры $\bar{T} = 3$, определенного начальными условиями ($t = 0$) и расположенного при $4 \leq x \leq 6$ м. Затем формулируется сначала нестационарный (2, 3), а потом стационарный (4, 5) фронты вершинного пожара, который распространяется с $\bar{\omega} = \omega/u_e = 0,675$. В отличие от S-образных профилей температуры, характерных для стационарной теории распространения пламени в термодинамически замкнутых системах, в данном случае профиль представляет собой колоколообразную кривую. Это объясняется тепло- и массообменом фронта горения с приземным слоем атмосферы. Концентрация O_2 (c_1) во фронте пожара уменьшается практически до нуля в результате расходования его на окисление продуктов пиролиза. Максимум c_2 (горючих компонентов) достигается впереди максимума температуры. Это связано с положением фронта пиролиза (на передней стороне температурного профиля), а также в силу сноса летучих продуктов в результате конвекции по направлению ветра.

В работах [2, 4] численными расчетами показано, что в случаях малого объемного запаса ЛГМ ($\rho_0 < 0,1$ кг/м³) или высокого влагосодержания ($W > 80\%$) имеет место другой тип динамики волны горения — нестационарное затухание. Здесь получено нестационарное затухание волны горения при $u_{e*} < u_e$ и $u_{e*}^* > u_e$, где u_e — равновесная скорость ветра в полого леса, при которой существует стационарное распространение волны горения.

На рис. 2 показаны два случая затухания волны горения при $u_{e*} = 0,55$ м/с (а) и $u_{e*}^* = 8$ м/с (б). Остальные входные параметры брались, как в предыдущем варианте стационарного распространения, показанном на рис. 1. При $t = 0$ правая граница очага повышенной темпера-

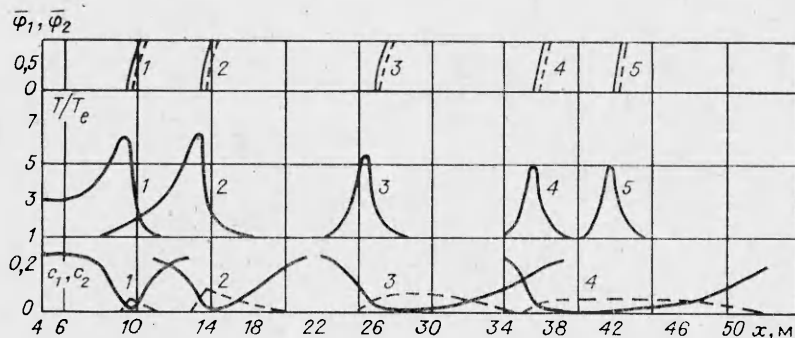


Рис. 1. Динамика формирования стационарного распространения фронта пожара. t , с: 1 — 1,57, 2 — 3,11, 3 — 6,47, 4 — 9,73, 5 — 11,17. $\rho_0 = 0,2$ кг/м³. $W = 66,66\%$, $\alpha = 300$ Вт/(м²·град), $u_e = 5$ м/с.

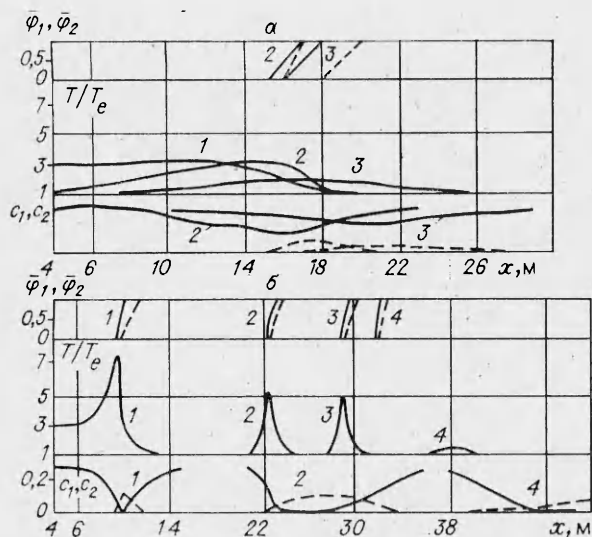


Рис. 2. Динамика затухания фронта пожара при слабом (а) и сильном (б) ветрах.
 $t, c:$ а) 1 — 1,037, 2 — 17,7, 3 — 27,7; б) 1 — 1,14, 2 — 3,83, 3 — 5,03, 4 — 6,86.

стояние (кривые 2 на рис. 2, а и 2, 3 на рис. 2, б), при этом волна горения замедляет свое движение и температура в ней понижается. Когда температура уменьшается до 540 К, горение прекращается, тепловая волна опадает (кривые 3 на рис. 2, а и 4 на рис. 2, б). Из анализа кривых 4 рис. 2, б следует, что в момент $t = 6,86$ с фронты сушки и пиролиза остановились позади тепловой волны, а в области пониженной концентрации кислорода и ненулевой концентрации СО оторвались от тепловой волны и продвинулись вперед. Эти факты — результат действия сильного ветра в пологе леса. В области пониженной концентрации окислителя вследствие $\sum_{\alpha=1}^4 c_{\alpha} - 1$ имеется большое количество CO_2 . Таким образом, эта область есть шлейф продукта реакции, который сносится по ветру, так как горение уже прекратилось. На рис. 2, а снос почти незаметен из-за малой скорости ветра в пологе.

Численное определение пределов распространения вершинных верховых пожаров

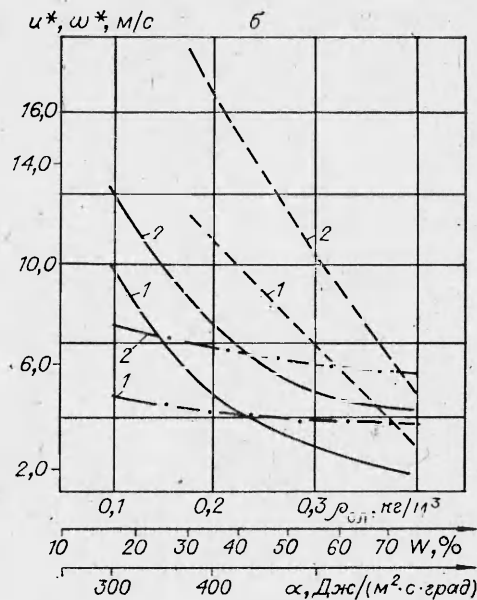
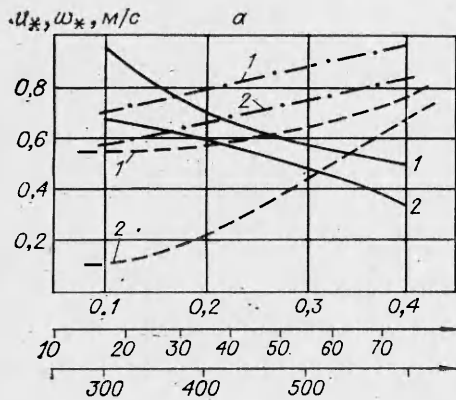
Математические эксперименты показали, что существуют нижняя u_* и верхняя u^* пороговые скорости ветра в пологе леса такие, что стационарный режим распространения пожара возможен только для скоростей ветра u_e , удовлетворяющих условию $u_* \leq u_e \leq u^*$ при прочих равных условиях. Значения u_* и u^* определялись двумя способами.

1. Сначала пороговая скорость окаймлялась, т. е. определялась пара u_{e1}, u_{e2} такая, что для одного значения имеет место стационарное распространение, для другого — затухание. Затем проводился поиск пороговой скорости с заданной точностью по методу деления отрезка пополам.

2. В этом случае проводились расчеты с пестепенным понижением (повышением) u_e от какого-либо значения, при котором имеется стационарное распространение. Причем в отличие от первого способа в каждом последующем расчете в качестве начальных условий использовались результаты предыдущего, т. е. профили температуры и концентраций для стационарного фронта. Точность определения предельных значений обеспечивалась малым шагом по u_e .

Расчеты показали, что оба способа дают одинаковые результаты. Существование нижней и верхней пороговых скоростей объясняется тем фактом, что при вершинном лесном пожаре основным механизмом тепло- и массопереноса является вынужденная конвекция. Ветер переносит энергию перед фронтом пожара и в силу этого здесь происходит сушка и

Рис. 3. Зависимость пороговых скоростей (1) и скорости фронта пожара (2) от ρ_0 (сплошные линии), W (штриховые) и α (штрихпунктирные); $\alpha = 300$ Вт/(м²·град), $W = 66,66\%$, $\rho_0 = 0,2$ кг/м³.



пиролиз органической массы. Затем реагируют горючие летучие продукты пиролиза. Как показано на рис. 1, фронты сушки и пиролиза движутся на некотором расстоянии перед фронтом горения. Следовательно, при низких скоростях ветра интенсивность конвективной теплопередачи от фронта мала, и он не может распространяться. При высокой скорости ветра, наоборот, слишком много тепловой энергии уносится из фронта горения, что и приводит к его затуханию. Иными словами, ветер просто «задувает» фронт горения.

На рис. 3 представлены зависимости пороговых скоростей ветра u^* и u^* и соответствующих им ω_* и ω^* от ρ_0 , W , α . Видно, что с ростом объемного запаса ρ_0 ЛГМ значение u_* понижается. Действительно, с увеличением ρ_0 возрастает количество горючего газа, следовательно, больше выделяется тепла при их сгорании. Поэтому при одном и том же значении скорости ветра (для режима горения при слабом ветре) дополнительное количество тепла, выделяющееся при сгорании дополнительной массы горючих материалов, способствует распространению пожара. Для режима горения при сильном ветре скорость горения в основном определяется поступлением кислорода, о чем говорилось выше. С ростом ρ_0 количество кислорода во фронте при одинаковой скорости ветра уменьшается, поэтому u^* падает с увеличением ρ_0 .

На рис. 3 штриховой линией показаны зависимости u_* и u^* от влажностермодержания ЛГМ. Легко видеть, что с ростом W пороговые скорости ведут себя по-разному: u_* растет, а u^* понижается. В самом деле, повышение влаги во фронте увеличивает потребность тепла на ее испарение. Поэтому необходимо больше тепла переносить от фронта к ЛГМ, что и происходит в низкоскоростном режиме горения при росте u_* . Для высокоскоростного режима сильный ветер, как указывалось выше, может задуть фронт горения. Это получается тем легче, т. е. при более низком u_* (следовательно, и u^*), чем больше теплотраты на испарение (чем выше W).

Из рис. 3 видно, что с ростом α увеличиваются теплопотери во внешнюю среду и возрастает u_* . При этом u^* медленно убывает. Это связано с тем, что вместе с α увеличивается приток кислорода во фронт, а так как при сильном ветре скорость горения прямо зависит от количества кислорода во фронте, то сгорание горючих становится более полным.

Кривые скоростей фронта ω и пороговых скоростей ветра в основном эвидистантны. Тепло- и массоперенос, описываемый уравнениями (2), (3), осуществляется как вынужденной конвекцией, так и турбулентной

теплопроводностью. При сильном ветре вклад теплопроводности мал на фоне вынужденной конвекции, но он становится сравнимым с ней при слабом ветре. Поэтому вкладом теплопроводности объясняется то, что нижняя пороговая скорость $u_* < \omega$.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. М. Гришин, В. Е. Абалтусов, А. Д. Грузин и др. Экспериментальное исследование механизма распространения верховых лесных пожаров и теплообмена фронта пожара с окружающей средой. Докл. ВИНТИ, № 4873—82.
2. А. М. Гришин, А. Д. Грузин, В. Г. Зверев. Докл. АН СССР, 1983, 269, 4, 822.
3. А. М. Гришин, В. Г. Зверев.— В кн.: Физика горения и методы ее исследования. Чебоксары, 1983.
4. А. М. Гришин, А. Д. Грузин, В. Г. Зверев.— В кн.: Теплофизика лесных пожаров. Новосибирск, 1984.
5. А. С. Дубов, Л. П. Быкова, С. В. Марунч. Турбулентность в растительном покрове. Л.: Гидрометеиздат, 1978.
6. А. М. Гришин. Математические модели лесных пожаров. Томск, 1981.
7. А. М. Гришин. Докл. АН СССР, 1984, 279, 3, 550.
8. А. М. Гришин, В. П. Берцун, В. И. Зинченко. Итерационно-интерполяционный метод и его приложения. Томск: Изд-во ТГУ, 1981.
9. Продуктивность сосновых лесов/Под ред. А. И. Бузыкина. М.: Наука, 1978.

Поступила в редакцию 9/IX 1985

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАЗМЕРОВ И СОДЕРЖАНИЯ ЧАСТИЦ САЖИ В ПРОДУКТАХ СГОРАНИЯ КЕРОСИНА

Г. И. Левашенко, С. В. Симоньков, В. И. Анцулевич
(Минск)

При сжигании углеводородного топлива (например, керосина) наряду с газами образуется конденсированный продукт неполного сгорания — полидисперсная сажа. Процессы образования частиц сажи изучаются давно [1], однако до сих пор не удалось теоретически рассчитать концентрацию и распределение их по размерам. Особенности механизма образования частиц сажи [2] приводят к различию их параметров в зависимости от типа топлива, условий сжигания и времени пребывания частиц в потоке. При определении параметров частиц в продуктах сгорания твердых и жидких топлив по ослаблению излучения в [3—5] использовались различные виды функций распределения частиц по размерам, а также оптические постоянные n , k сажи из разных источников.

В [6] описана газодинамическая установка ГДУ-Л-90 на продуктах сгорания керосина, сжигаемого в атмосфере подогретого воздуха при давлении 9—11 атм. Приведены измеренные перед сопловым блоком значения температуры и состава газообразных продуктов сгорания и показано, что в них присутствуют частицы сажи. Настоящая работа посвящена определению средних размеров и содержания частиц сажи на установке ГДУ-Л-90 по ослаблению излучения, измеренному с помощью фильтрового спектрофотометра «Свирель-М» [7].

По данным гранулометрических исследований частиц сажи [8, 9] для описания распределения их по размерам в литературе предлагается однопараметрическая функция [8]

$$f^0(r) = (r/r_0)^2 \exp \{ -[(r/r_0)^2 - 1] \}, \quad (1)$$

а также гамма-функция с параметром полуширины $\mu = 3$ [9]

$$f^0(r) = (r/r_0)^\mu \exp \{ -[\mu(r/r_0 - 1)] \}, \quad (2)$$

где r_0 — модальный (наиболее вероятный) радиус частиц.

В настоящей работе использовали функцию (2), для которой средний объемно-поверхностный диаметр полидисперсных частиц определяется выражением

$$d_{32} = 2r_0(1 + 3/\mu). \quad (3)$$