

ние времени задержки зажигания. Этот эффект наблюдается как при зажигании порошка титана на воздухе, так и в чистом кислороде. Резкое снижение  $t_*$  с увеличением  $W_0$ , как и в случае зажигания нагретым газом [6], можно объяснить сменой механизма зажигания. При малых мощностях источника воспламенение образца происходит в результате того, что теплоприход за счет реакции окисления (при наличии окисной пленки на частицах металла) начинает превышать теплоотвод в окружающей среде. При больших  $W_0$  в результате более высокой скорости нарастания температуры в образце, а следовательно, и более быстрого нарастания окисной пленки, возникают большие механические напряжения как в самой окисной пленке, так и на границе между металлом и слоем продукта. Под действием этих напряжений происходит растрескивание окисной пленки и воспламенение образца.

Косвенным подтверждением существования двух механизмов зажигания порошка титана может служить и тот факт, что эффект резкого снижения  $t_*$  с увеличением  $W_0$  на порошке электролитического типа не обнаружен. Механические напряжения в окисной пленке и на границе металл — слой продукта приводят к значительному растрескиванию окисной пленки в местах контактов отдельных частиц в конгломератах порошка магнийтермического титана, поэтому смена механизмов зажигания на этом порошке более выражена. В расчетах этот эффект немонотонного снижения  $t_*$  не наблюдается, так как в задаче не заложено условие растрескивания окисной пленки под действием механических напряжений.

Экспериментальные и теоретические результаты качественно хорошо согласуются между собой. Однако их количественное сопоставление затруднено ввиду недостаточной точности определения теплофизических, кинетических и фильтрационно-диффузионных параметров. Тем не менее значение  $W_{0\text{кр}}$ , полученное экспериментально, всего примерно в 2 раза ниже  $W_{0\text{кр}}$ , полученной в расчетах. Все это может свидетельствовать о применимости рассмотренной теоретической модели процесса очагового зажигания слоя порошка металла.

*Поступила в редакцию 4/X 1982*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Мержанов, В. В. Барзыкин, В. Т. Гонтковская. Докл. АН СССР, 1963, 148, 2.
2. А. Г. Мержанов. О критических условиях теплового очага разогрева. Препринт ОИХФ АН СССР. Черноголовка, 1968.
3. В. А. Грива, В. И. Розенбанд.— В кн.: Проблемы технологического горения. Т. 1. Черноголовка, 1981.
4. В. И. Розенбанд, В. А. Чичев, Л. Ф. Афанасьева. ФГВ, 1976, 12, 1.
5. Н. Б. Варгафтик. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Физматгиз, 1963.
6. Л. Ф. Афанасьева, Е. В. Черненко, В. И. Розенбанд.— В кн.: Проблемы технологического горения. Т. II. Черноголовка, 1981.
7. В. А. Олишевец, В. М. Селиванова.— В кн.: Проблемы технологического горения. Т. II. Черноголовка, 1981.
8. У. И. Гольдшлегер, К. В. Прибыткова, В. В. Барзыкин. ФГВ, 1973, 9, 1.

### МОДЕЛЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ КРИВОЛИНЕЙНЫХ ФРОНТОВ ЛЕСНОГО ПОЖАРА

*Г. А. Доррер*  
(Красноярск)

В работах последних лет, посвященных описанию закономерностей горения при лесных пожарах [1—5], достаточно подробно изучено установившееся движение прямолинейного в плане фронта пожара, распро-

страняющегося в направлении ветра по однородному слою лесного горючего. В условиях реальных пожаров такой режим практически не встречается. Для них характерно нестационарное распространение криволинейных фронтов по неоднородным слоям горючего, в частности преодоление огнем разрывов в слое горючего. Другая особенность лесных пожаров, которую должны учитывать модели,— взаимодействие процессов горения напочвенного покрова и ярусов растительности [6, 7], во многом определяющее механизм распространения наиболее опасных и интенсивных верховых (кроновых) пожаров.

При разработке математических моделей, предназначенных для оперативного прогнозирования распространения лесных пожаров, приходится учитывать весьма приближенное знание условий горения и теплофизических характеристик лесных горючих материалов, оцениваемых на основе данных дистанционной съемки [8]. Вследствие этого в подобных моделях приходится ограничивать число моделируемых физических параметров.

В настоящей статье предлагается математическая модель распространения лесного пожара, разработанная с учетом отмеченных выше особенностей. В работе использовались следующие положения.

1. Известно [1, 2], что скорость продвижения огня по слою горючего определяется главным образом процессом нагрева горючего в фазе, предшествующей воспламенению. Поэтому для расчета распространения горения достаточно исходить из теплового баланса в твердой фазе, а кинетику горения и взаимодействие факела пламени с горючим можно учитывать с помощью известных моделей и эмпирических соотношений. В рассматриваемой модели использованы параметры, рассчитанные по соотношениям из работ [5, 9, 10].

2. Горящую кромку, следуя [11], можно рассматривать как совокупность локальных пламен. Тогда для составления уравнения теплового баланса необходимо иметь модель теплового воздействия локального пламени на близлежащие слои горючего (функцию Грина в уравнении нагрева). В данной работе такая функция вводится на основе имеющихся теоретических представлений о характере воздействия пламени на горючее и экспериментальных данных [2, 4, 9].

3. При описании взаимодействия пожара с атмосферой он с достаточной точностью может рассматриваться как точечный очаг [12]. Это, в частности, означает, что все локальные пламена отклоняются от вертикали на один и тот же угол, равный углу отклонения у земли оси восходящей струи нагретых газов.

Предлагаемый подход позволяет получить модель, промежуточную между феноменологическими [13] и подробными физическими [14]. Описывая существенные стороны процесса распространения лесных пожаров, эта модель в то же время доступна для анализа и приводит к эффективным численным алгоритмам.

**Исходные уравнения.** Распространение горения по трехмерному, в общем случае неоднородному слою горючего рассматривается в неподвижной системе координат  $x, y, z$ . Зафиксируем некоторую точку  $C = (x, y, z)$  и выделим в ее окрестности элементарный объем  $\Delta v$ . Как обычно при изучении горения слоев [1—3], величина  $\Delta v$  для данного массива горючих материалов есть минимальный объем, сохраняющий средние характеристики массива: его насыщенную плотность, удельную поверхность, пористость. Горючий материал в окрестностях точки  $C$  в некоторый момент времени может находиться в одном из трех состояний, описываемых функцией

$$s(x, y, z, t) = \begin{cases} 0, & \text{если в точке } C \text{ в момент } t \text{ имеется ненулевой} \\ & \text{запас горючего } (\omega(x, y, z, t) > 0), \text{ но горения не} \\ & \text{происходит,} \\ 1, & \text{если } \omega(x, y, z, t) > 0 \text{ и происходит горение,} \\ 2, & \text{если } \omega(x, y, z, t) = 0, \text{ т. е. горение невозможно.} \end{cases}$$

Области, соответствующие состояниям  $s = 0, 1$  и  $2$ , обозначим  $\Omega_0(t)$ ,  $\Omega_1(t)$ ,  $\Omega_2(t)$ . Эти области заданы при  $t = 0$ . Рассмотрим процессы, происходящие в горючем при различных его состояниях.

1. Горючее в окрестности точки  $C = (x, y, z)$  в момент времени  $t$  находится в состоянии  $s(x, y, z, t) = 0$ . При этом происходит нагрев материала в соответствии с уравнением теплового баланса

$$\frac{\partial H(x, y, z, t)}{\partial t} = \int \int \int_{\Omega_1(t)} \Phi(x_1, y_1, z_1, t) \xi(x - x_1, y - y_1, z - z_1) dx_1 dy_1 dz_1 + \\ + \Phi_e(x, y, z, t) - k(x, y, z) [H(x, y, z, t) - H_0(x, y, z)], \quad (1) \\ (x, y, z) \in \Omega_0(t).$$

Здесь  $H(x, y, z, t)$  — энтальпия твердой фазы горючего с учетом нагревания и испарения влаги, Дж/м<sup>3</sup>;  $\Phi(x, y, z, t)$  — энергия, образующаяся при горении слоя, Вт/м<sup>3</sup>;  $\Phi_e(x, y, z, t)$  — энергия, поступающая от внешних источников, Вт/м<sup>3</sup>;  $\xi(x - x_1, y - y_1, z - z_1)$  — функция Грина, описывающая влияние теплового эффекта реакции горения, происходящей в окрестности точки  $C_1 = (x_1, y_1, z_1) \in \Omega_1$ , на скорость поглощения тепла горючим материалом в окрестности точки  $C(x, y, z) \in \Omega_0$ , м<sup>-3</sup>;  $k(x, y, z)$  — коэффициент теплопотерь, с<sup>-1</sup>.

Уравнение (1) дополняется начальным условием: при  $t = 0$

$$H(x, y, z, 0) = H_0(x, y, z), \quad (x, y, z) \in \Omega_0(0). \quad (2)$$

Здесь  $H_0(x, y, z)$  — начальное значение энтальпии. Обозначим энтальпию, соответствующую температуре газификации горючего,  $H^*(x, y, z)$ . Если в некоторый момент  $t = t^*$  выполняется условие

$$H(x, y, z, t^*) \geq H^*(x, y, z), \quad (3)$$

то произойдет воспламенение горючего. При этом материал переходит в состояние  $s = 1$ , окрестность точки  $C$  исключается из области  $\Omega_0$  и присоединяется к области  $\Omega_1$ .

2. В окрестности точки  $C = (x, y, z)$  в момент времени  $t$  происходит горение, т. е.  $C \in \Omega_1(t)$ , и горючее находится в состоянии  $s(x, y, z, t) = 1$ . При этом происходит уменьшение запаса горючего и выделение энергии в соответствии с уравнениями

$$\frac{\partial \omega(x, y, z, t)}{\partial t} = \begin{cases} -r(x, y, z, t) \omega_0(x, y, z) & \text{при } \omega(x, y, z, t) > 0, \\ 0 & \text{при } \omega(x, y, z, t) = 0, \end{cases} \quad (4)$$

$$\Phi(x, y, z, t) = -h(x, y, z) \frac{\partial \omega(x, y, z, t)}{\partial t}, \quad (5) \\ (x, y, z) \in \Omega_1(t), \quad t \geq t^*.$$

Здесь  $\omega(x, y, z, t)$  — запас горючего в окрестностях точки  $(x, y, z)$  в момент времени  $t$ , кг/м<sup>3</sup>;  $h(x, y, z)$  — теплота сгорания горючего, Дж/кг;  $r(x, y, z, t)$  — относительная скорость сгорания, зависящая от режима горения и характеристик горючего [5], с<sup>-1</sup>.

Уравнение (4) дополняется начальным условием: при  $t = t^*$

$$\omega(x, y, z, t^*) = \omega_0(x, y, z), \quad (x, y, z) \in \Omega_0(t^*). \quad (6)$$

Если в момент времени  $t = t_*$  выполняется условие  $\omega(x, y, z, t_*) = 0$ , то горение прекращается. При этом материал переходит в состояние  $s = 2$ , окрестность точки  $C(x, y, z)$  исключается из  $\Omega_1$  и присоединяется к  $\Omega_2$ .

3. Состояние  $s(x, y, z, t) = 2$ ,  $t \geq t_*$  необратимо. Таким образом, область  $\Omega_2$  может только расширяться.

**Учет слоистой структуры горючих материалов.** Особенностью лесных горючих материалов является их слоистая структура, обусловленная ярусным строением леса. Каждый ярус может рассматриваться как отдельный слой горючего со своими теплофизическими свойствами [7].

Будем считать, что массив горючего представляет собой  $n$  плоских горизонтальных однородных по вертикали слоев горючего, расположенных один над другим. Тогда для  $i$ -го слоя, занимающего по вертикали интервал от  $z_{iH}$  до  $z_{iK}$ ,  $\Phi(x, y, z, t) = \Phi_i(x, y, t)$ ,  $\Phi_e(x, y, z, t) = \Phi_{ie}(x, y, t)$ ,  $k(x, y, z) = k_i(x, y)$ ,  $i = 1, \dots, n$ . Области  $D_{0i}(t)$ ,  $D_{1i}(t)$ ,  $D_{2i}(t)$  представляют собой проекции областей  $\Omega_0(t)$ ,  $\Omega_1(t)$ ,  $\Omega_2(t)$  на соответствующий слой.

Усредним уравнение (1) по  $z$  в пределах каждого из слоев. Обозначив

$$H_j(x, y, t) = \frac{1}{z_{jK} - z_{jH}} \int_{z_{jH}}^{z_{jK}} H(x, y, z, t) dz, \quad (7)$$

$$\xi_{ij}(x - x_1, y - y_1) = \frac{1}{z_{jK} - z_{jH}} \int_{z_{jH}}^{z_{jK}} \int_{z_{jH}}^{z_{jK}} \xi(x - x_1, y - y_1, z - z_1) dz_1 dz, \quad (8)$$

получим уравнения для средних значений энтальпий

$$\begin{aligned} \frac{\partial H_j(x, y, t)}{\partial t} = & \sum_{i=1}^n \int_{D_{1i}} \Phi_i(x, y, t) \xi_{ij}(x - x_1, y - y_1) dx_1 dy_1 + \Phi_{ej}(x, y, t) - \\ & - k_j(x, y) [H_j(x, y, t) - H_{0j}(x, y)], \\ & (x, y) \in D_{0j}(t), \quad j = 1, \dots, n \end{aligned} \quad (9)$$

с начальными условиями

$$H_j(x, y, 0) = H_{0j}(x, y), \quad (x, y) \in D_{0j}(0), \quad j = 1, \dots, n. \quad (10)$$

Аналогично преобразуются уравнения (2)–(6).

**Модель теплопередачи из зоны горения к горючим материалам.** Существенным элементом рассматриваемой модели является функция влияния (функция Грина  $\xi(x - x_1, y - y_1, z - z_1)$ ), описывающая тепловое воздействие локального пламени на горючий материал.

Пламена всех реальных пожаров имеют турбулентный характер и испытывают большие флуктуации. Однако, поскольку постоянная времени нагревания горючего много больше периода колебания пламени, можно говорить о средних характеристиках локального пламени. При интенсивном горении факелы локальных пламен сливаются, образуя единый фронт огня. Некоторые параметры, характеризующие среднюю форму пламени и его взаимодействие с окружающей воздушной средой и горючим, изучались в [4] и ряде других работ, обзор которых дан в [3].

Исходя из имеющихся данных, примем для функции влияния простое аналитическое выражение, описывающее качественные особенности

локального пламени. Будем считать, что локальное пламя, возникшее в окрестности точки  $C_1 = (x_1, y_1, z_1) \in \Omega_1$ , представляет собой конус (рис. 1), построенный на элементарной горизонтальной площадке  $ds$ , расположенной на высоте  $z_1$ . Конус имеет высоту  $h_f$  и отклонен от вертикальной оси  $z$  на угол  $\alpha_f$ . Функция влияния пламени принята следующей:

$$\xi(x - x_1, y - y_1, z - z_1) = \xi(\rho, \varphi, z - z_1) =$$

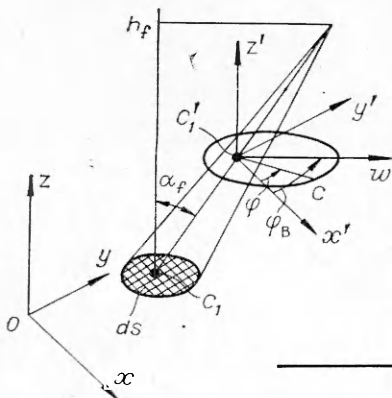


Рис. 1. Схема локального пламени.

$$= \frac{a_0 \eta(z - z_1)}{\cos \alpha_f} \exp \left[ - \frac{\rho(\varphi_1, z - z_1)}{\rho_0} \frac{\cos^2 \alpha_f}{(1 + \sin^2 \alpha_f)[1 - \sin \alpha_f \cos(\varphi - \varphi_B)]} \right], \quad (11)$$

$$(x, y, z) \in \Omega_0, \quad (x_1, y_1, z_1) \in \Omega_1, \quad 0 \leq z, z_1 \leq \delta.$$

Здесь  $\varphi, \rho, z'$  — цилиндрическая система координат с осью  $z'$ , проходящей через точку  $C'_1$ , лежащую на оси локального пламени (см. рис. 1);  $\varphi$  — угол между осью  $C'_1 x'$  и вектором  $C'_1 C$ ;  $\varphi_B$  — угол между  $C'_1 x'$  и вектором ветра  $w$ ;  $\rho_0$  — характерная длина затухания при  $\alpha_f = 0$ . По данным [2, 9, 15] для низовых пожаров малой и средней интенсивности  $\rho_0$  может быть равна  $0,05 \div 2$  м.

Величины  $h_f$  и  $\alpha_f$  определяются взаимодействием очага пожара с атмосферой и могут быть оценены на основе данных, приведенных в [10, 12]. Зависимость  $\eta(z - z_1)$ , определяющая закон ослабления теплового потока по вертикали, принята в соответствии с [4]. Параметр  $a_0$  ( $\text{м}^{-3}$ ) характеризует долю выделяющегося тепла, которое идет на распространение горения [5]. Принятый в (11) экспоненциальный закон ослабления теплового потока в горизонтальной плоскости согласуется с экспериментальными данными [2, 9, 15] и обычно принимается в моделях горения слоев [3, 16]. Отличительная особенность настоящей модели состоит в том, что для учета влияния ветра, вызывающего отклонение пламени от вертикали и перенос горящих частиц, характерная длина (индикатриса) затухания для теплопередачи в различных направлениях по отношению к направлению ветра принята различной. Зависимость (11) выбрана таким образом, чтобы линии равного показателя затухания имели вид эллипсов, в которых ось локального пламени проходит через один из фокусов (см. рис. 1), а отношение осей равно  $\cos \alpha_f$ . Кроме того, известно, что при отклонении пламени от вертикали на угол  $\alpha_f$  теплопередача горючему в направлении ветра увеличивается пропорционально  $1/\cos \alpha_f$  [4].

Система уравнений (1)–(11) представляет собой модель распространения лесного пожара, который в данном случае описывается функциями  $H, \omega, s$ . Ее возможности иллюстрируют рис. 2 и 3, где показаны полученные численным расчетом картины распространения огня в двух случаях: горение однородного слоя и преодоление огнем препятствия и взаимодействие процессов горения двух слоев, что может рассматриваться как простейшая модель верхового пожара. Кроме того, модель (1)–(11) позволяет решить ряд задач, определяющих условия распространения горения. Ниже рассмотрена одна из таких задач.

**Распространение горения по тонкому однородному слою** может рассматриваться как модель низового лесного пожара. Он дает возможность установить связь предлагаемой модели с известными моделями горения слоев [1, 5]. Воспользуемся уравнениями (7)–(9) при  $n = 1$ . Для однородного слоя (индекс, указывающий номер слоя, везде опущен)  $\Phi(x, y, t) = \Phi, k(x, y) = k$  при  $(x, y) \in D_1(t)$ ; кроме того, положим  $\Phi_e(x, y, t) = 0$ . Подставив (11) в (8), а затем результат интегрирования в (9), с учетом того, что  $\delta \ll \rho_0$ , получим уравнение нагрева горючего

$$\frac{\partial H(x, y, t)}{\partial t} = a_0 \Phi \delta \left( 1 + \frac{\delta}{3h_f} \right) \int_{D_1(t)} \int \exp \left\{ - \frac{\rho \cos^2 \alpha_f}{\rho_0 (1 + \sin^2 \alpha_f) (1 - \sin \alpha_f \cos \varphi)} \right\} \times$$

$$\times \rho d\rho d\varphi - k[H(x, y, t) - H_0(x, y)],$$

$$(x, y) \in D_0(t) \quad (12)$$

с начальным условием

$$H(x, y, 0) = H_0(x, y), \quad (x, y) \in D_0(t). \quad (13)$$

Поскольку область  $D_1(t)$  может быть произвольной, этот интеграл определяется, вообще говоря, только численно. В то же время для анализа режимов распространения горения необходимо уметь определять

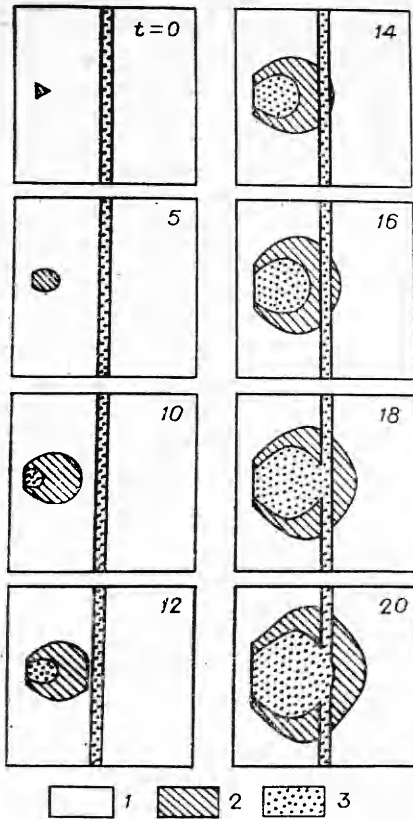


Рис. 2. Распространение фронта горения по тонкому однородному слою горючего с преодолением разрыва. Кадры получены численным расчетом на основе систем (4), (5), (12), (13).  
1 —  $D_0$ ; 2 —  $D_1$ ; 3 —  $D_2$ .

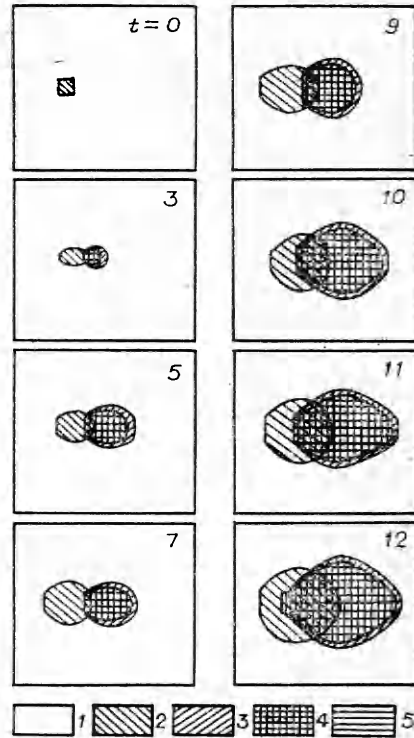


Рис. 3. Распространение фронтов горения по двум параллельным тонким однородным слоям. Кадры получены численным расчетом на основе систем (4), (5), (9), (10).  
1 —  $D_{01}$  и  $D_{02}$ ; 2 —  $D_{11}$ ; 3 —  $D_{12}$ ; 4 —  $D_{22}$ , 5 —  $D_{21}$ .

этот интеграл для случаев, когда  $D_1(t)$  имеет некоторую типовую модельную форму с гладкой границей. Поскольку подынтегральная функция в (12) убывает по экспоненте и при  $\rho \gg \rho_0$  она практически обращается в нуль, то для произвольной точки  $C \in D_0$  фактически представляет интерес та часть области  $D_1$ , которая расположена не далее чем на некотором предельном расстоянии от  $C$ . Область воздействия на точку  $C \in D_0$ :

$$\kappa^*(\varphi) = \{(x, y) / \rho(\varphi) \leq N\rho_0(1 + \sin \alpha_f \cos \varphi)\}. \quad (14)$$

Здесь  $N \gg 1$  — число, определяемое точностью расчетов.

При развитии пожара та часть внешней границы  $\partial D_1$ , которая находится внутри  $\kappa^*$ , мала по сравнению с размерами области  $D_1$  и может рассматриваться как локальный элемент границы. Для оценки взаимодействия горючего в окрестности точки  $C$  с областью  $D_1$  достаточно уметь рассчитывать интегралы (12) для элементарных участков границы сравнительно простой конфигурации. Элемент границы достаточно полно может быть охарактеризован следующими параметрами: рас-

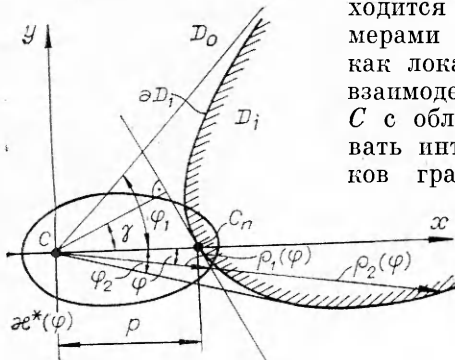


Рис. 4. Схема взаимодействия модельного фронта с горючим в точке  $C \in D_0$ .



стоянием  $p$  от точки  $C$  до элемента  $\partial D_1$  в направлении распространения фронта (отрезок  $CC_n$  на рис. 4); углом  $\gamma$ , определяющим наклон нормали к  $\partial D_1$  в точке  $C_n$ ; кривизной  $K$  элемента  $\partial D_1(C)$ . Такой подход соответствует замене  $\partial D_1(C)$  его квадратичным приближением (параболой).

Введем специальную функцию, учитывающую влияние геометрии участка фронта на теплопередачу в окрестность точки  $C \in D_0$

$$\Xi(\alpha, \gamma, p, K) = \frac{1}{\pi} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \int_{\rho_1(\varphi)}^{\rho_2(\varphi)} \exp \left\{ \frac{-\rho \cos^2 \alpha}{(1 + \sin^2 \alpha)(1 + \sin \alpha \cos \varphi)} \right\} \rho d\rho d\varphi, \quad (15)$$

где  $\varphi_1, \varphi_2$  — углы наклона касательных к параболе (см. рис. 4), описывающей в полярной системе координат модельный фронт, определяются уравнением

$$\operatorname{tg}(\varphi_{1,2} - \gamma) = \frac{1}{2} \operatorname{tg} \gamma \pm \sqrt{\frac{1}{4} \operatorname{tg}^2 \gamma + 1/(2Kp \cos \gamma)}$$

$\rho_1(\varphi), \rho_2(\varphi)$  — наименьший и наибольший радиусы, соответствующие текущему углу  $\varphi$ , находятся из выражений

$$\rho_{1,2} = -A + \sqrt{A^2 - B} / [K \sin^2(\varphi - \gamma)],$$

$$A = Kp \sin \gamma \sin(\varphi - \gamma) + \cos(\varphi - \gamma),$$

$$B = Kp \sin^2(\varphi - \gamma)(Kp \sin^2 \gamma + 2 \cos \gamma).$$

Уравнение (12) может быть компактно записано с использованием функции  $\Xi$ :

$$\begin{aligned} \frac{\partial H(x, y, t)}{\partial t} = \pi a_0 \rho_0^2 \delta \Phi \left( 1 + \frac{\delta}{3h_f} \right) & [\Xi(\alpha_f, \gamma_1, \tilde{p}_1, \tilde{K}_1) - \Xi(\alpha_f, \gamma_2, \tilde{p}_2, \tilde{K}_2)] - \\ & - k [H(x, y, t) - H(x, y)], \\ & (x, y) \in D_0. \end{aligned} \quad (16)$$

Здесь  $\gamma_1, \gamma_2$  — углы наклона нормалей к границам области  $D_1$  в точках  $C_n$  и  $C_\Delta$ ;  $\tilde{p}_1 = p_1/\rho_0$ , где  $p_1$  — расстояние от точки  $C$  до внешней границы  $\partial D_1$  в направлении движения фронта;  $\tilde{p}_2 = \left( p_1 + \frac{\Delta}{\cos \gamma_1} \right) / \rho_0$  — относительное расстояние от точки  $C$  до внутренней границы  $\partial D_2$  в том же направлении;  $\Delta$  — ширина горячей кромки;  $\tilde{K}_1 = \rho_0 K_1$ ,  $\tilde{K}_2 = \rho_0 K_2$ , где  $K_1$  и  $K_2$  — соответственно кривизна границ  $\partial D_1$  и  $\partial D_2$  в точках  $C_n$  и  $C_\Delta$ .

**Стационарное распространение горения по тонкому слою.** Предположим, что стационарный по форме фронт горения, локальный участок которого, ограниченный дугами  $\partial D_1(C)$  и  $\partial D_2(C)$ , перемещается параллельно самому себе по однородному слою в направлении  $C_n C$  с постоянной скоростью  $v$ . Если относительная скорость сгорания постоянна и не зависит от конфигурации горячей кромки, то передний и задний фронты  $\partial D_1$  и  $\partial D_2$  получаются один из другого параллельным переносом и характеризуются одинаковыми значениями параметров  $\alpha_f, \gamma, K$ . При этом параметр  $\gamma$  лежит в пределах  $0 \leq \gamma \leq \pi/2$ . Что же касается параметров  $p_1, p_2$ , то они изменяются по закону

$$p_1 = (p_0 - vt)/\rho_0, \quad p_2 = (p_0 + v/r - vt)/\rho_0, \quad (17)$$

где  $p_0 \gg \rho_0$  — начальное расстояние от точки  $C$  до движущегося фронта.

Принтегрировав (15) с учетом (13) и (17), получим следующее уравнение для энтальпии горючего:

$$\begin{aligned} H(x, y, t) = H_0(x, y) + \pi a_0 \rho_0^2 \delta \Phi \left( 1 + \frac{\delta}{3h_f} \right) & \int_0^t e^{-k(t-\tau)} \left[ \Xi \left( \alpha_f, \gamma, \frac{p_0 - v\tau}{\rho_0}, K \right) - \right. \\ & \left. - \Xi \left( \alpha_f, \gamma, \frac{p_0 + v/r - v\tau}{\rho_0}, K \right) \right] d\tau, \\ & (x, y) \in D_0. \end{aligned} \quad (18)$$

При подходе передней кромки фронта к точке  $C$  в момент времени  $t^* = p_0/v$  энтальпия в этой точке достигает критического значения  $H(x, y, t^*) = H^*(x, y)$  и происходит воспламенение горючего в этой точке. Таким образом, из уравнения (18) получим

$$\frac{H^*(x, y) - H_0(x, y)}{\pi a_0 \rho_0^3 \delta \Phi \left(1 + \frac{\delta}{3h_f}\right)} = \int_0^{p_0/v} e^{-k(p_0/v - \tau)} \left[ \Xi \left( \alpha_f, \gamma, \frac{p_0 - v\tau}{\rho_0}, K \right) - \Xi \left( \alpha_f, \gamma, \frac{p_0 + v/r - v\tau}{\rho_0}, K \right) \right] d\tau, \quad (19)$$

$(x, y) \in D_0.$

Выражение (19) дает связь между параметрами модели при установившемся движении фронта. В частности, если известны все параметры, кроме  $v$ , то (19) можно рассматривать как интегральное уравнение относительно  $v$ . Если уравнение (19) имеет устойчивое решение  $v > 0$ , то при данных параметрах возможно существование стационарного фронта горения, в противном случае с такой комбинацией параметров стационарное распространение фронта невозможно. Наличие нескольких устойчивых решений (19) говорит о возможности существования различных механизмов распространения горения [4].

Рассмотрим важный частный случай, когда  $\alpha_f = 0$ ,  $\gamma = 0$ ,  $K = 0$ ,  $H^*(x, y) = H^*$ ,  $H_0(x, y) = H_0$  при  $(x, y) \in D_0$ , т. е. движение прямолинейного фронта происходит по однородному слою горючего при отсутствии ветра. Этот случай наиболее полно исследован теоретически и экспериментально.

Воспользуемся простейшей аппроксимацией функции  $\Xi$

$$\Xi(0, 0, p, 0) = m e^{-np}, \quad (20)$$

где  $m = 1,2146$ ;  $n = 0,9105$ .

Подставив (19) в (18) и выполнив интегрирование (с учетом  $p_0 \gg \rho_0$ ), получим

$$\frac{H^* - H_0}{\pi a_0 \rho_0^3 m \delta \Phi (1 + \delta/3h_f)} = \frac{1 - e^{-qv/\rho_0}}{\rho_0 k + qv}. \quad (21)$$

Выражение (21), рассматриваемое как уравнение относительно  $v$ , может иметь 0, 1 или 2 корня, причем в последнем случае только один корень соответствует устойчивому распространению. При  $v/r \gg \rho_0$  (когда влиянием задней кромки можно пренебречь) и при  $k \approx 0$  (когда теплотери малы) распространение происходит всегда, т. е. уравнение (21) всегда имеет одно устойчивое решение

$$v = \frac{\pi a_0 \rho_0^3 m \delta (1 + \delta/3h_f) \Phi}{q (H^* - H_0)}. \quad (22)$$

Интересно сравнить полученное выражение для скорости распространения с формулой, даваемой моделью [5]. В наших обозначениях эта формула имеет вид

$$v = \xi_0 \delta \Phi / (H^* - H_0), \quad (23)$$

где  $\xi_0$  — коэффициент, определяющий долю теплового потока, идущую на распространение горения. Этот коэффициент определяется параметрами горючих материалов.

Сравнивая (22) и (23), получим соотношение

$$\frac{\pi a_0 \rho_0^3 m (1 + \delta/3h_f)}{q} = \xi_0,$$



которое связывает параметры функции влияния  $\bar{\xi}(x, y, z)$  с коэффициентом  $\xi_0$  из модели [5] и позволяет определять эти параметры на основе данных о горючем материале.

Поступила в редакцию 2/IV 1982,  
после доработки — 3/IX 1982

#### ЛИТЕРАТУРА

1. W. H. Frandsen. Comb. Flame, 1971, 18, 1.
2. W. H. Frandsen, R. C. Rothermel. Comb. Flame, 1972, 19, 1.
3. F. R. Steward.— In: Heat transfer in fires: thermophysics, social aspects, economic impact. Wash, 1974.
4. P. H. Thomas. Forestry, 1967, 40, 2.
5. R. C. Rothermel. USDA Forest Service Res. Paper INT-115, 1972.
6. Н. П. Курбатский. Техника и тактика тушения лесных пожаров. М.: Лесбумиздат, 1962.
7. С. Е. Van Wagner. Canadian J. of Forest Res., 1977, 7, 1.
8. Э. Н. Валендик, Г. А. Дорпер, А. И. Сухинин и др. Исследование земли и космоса, 1982, 4.
9. А. И. Сухинин. Канд. дис. Чебоксары, 1975.
10. F. A. Albini. USDA Forest Service Gen. Tech. Rep. INT-30, 1976.
11. E. V. Konev, A. L. Sukhinin. Comb. Flame, 1977, 28, 3.
12. Ю. А. Гостинцев, Л. А. Суханов. Аэродинамика среды при больших пожарах. Линейный пожар. Препринт. ИХФ АН СССР, 1977.
13. Г. А. Дорпер. Математические модели динамики лесных пожаров. М.: Лесная промышленность, 1979.
14. А. М. Гришин. Численные методы механики сплошной среды, 1978, 9, 4.
15. Э. В. Конеv. Физические основы горения растительных материалов. Новосибирск: Наука, 1977.
16. C. C. Feng, W. A. Sirignano. Comb. Flame, 1977, 29, 3.

### ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОПOTЕРЬ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ СТАЦИОНАРНЫХ ВОЛН ПРИ ФИЛЬТРАЦИОННОМ ГОРЕНИИ ГАЗОВ

С. И. Потышняков, Ю. М. Лаевский, В. С. Бабкин  
(Новосибирск)

В [1, 2] показано, что наряду с фильтрационным горением конденсированных систем — распространением зоны экзотермической реакции в пористой горючей среде при фильтрации окислителя — существует процесс фильтрационного горения газовых систем — распространение зоны реакции в инертной пористой среде при фильтрации гомогенной газовой смеси топлива с окислителем. В последнем случае возможны два режима распространения: низких скоростей с сильным тепловым межфазным взаимодействием в зоне волны (РНС) и высоких скоростей со слабым тепловым взаимодействием (РВС). Каждый из этих режимов имеет свои пространственно-временные характеристики волны, свои закономерности и особенности.

Существенным элементом механизма фильтрационного горения газов в РНС является внутренняя рециркуляция тепла по схеме: продукты сгорания — пористая среда — свежий газ — продукты сгорания, обеспечивающая эффективное использование теплового эффекта химической реакции. Наличие рекуперативного цикла в двухфазной системе определяет закономерности процесса, существенно отличающие его от горения газа в канале с постоянной температурой стенки  $\Theta_0$ . В РНС, например, равновесная температура газа и среды в зависимости от скорости волны может быть сверх- или субаднабатической, т. е. является функцией процесса, а не чисто термодинамическим параметром.

Аналогично можно ожидать, что и на пределах распространения тепловых волн в РНС будут проявляться свои специфические особенности. Действительно, если при распространении газового пламени в