



*Ю.А. Абрамов, д-р техн. наук, профессор, проректор АПБУ,
А.А. Тарасенко, ст. преподаватель, АПБУ*

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КРИТИЧЕСКОГО РАССТОЯНИЯ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ФРАГМЕНТА РАСТИТЕЛЬНОГО ГОРЮЧЕГО МАТЕРИАЛА КРОМКОЙ НИЗОВОГО ЛЕСНОГО ПОЖАРА

В работе получена модель критического расстояния воспламенения растительного горючего материала кромкой низового лесного пожара. Данное расстояние является базовым при определении понятия пространственной неоднородности случайного слоя горючего материала.

Постановка проблемы. Распространение низового лесного пожара возможно только по проводнику горения. При этом большую роль играет структура слоя растительного горючего материала (РГМ), неоднородности и разрывы в нем. Неоднородности могут быть связаны с любой из пирологических характеристик: влажностью, теплотворной способностью, плотностью горючего материала и т.д. В тоже время сам термин неоднородности нуждается в конкретизации. Очевидно, что неоднородности, протяженность которых вдоль направления движения кромки пожара меньше некоторой величины $Z_{кр}$ – максимального расстояния воспламенения, не будут влиять на характер распространения процесса горения, и слой можно считать однородным. Для описания распространения низового лесного пожара по такому слою РГМ целесообразно применять детерминированный подход. В тоже время, реальный слой РГМ чаще всего нельзя рассматривать как однородный, и в этом случае для описания процесса распространения низового лесного пожара более уместен стохастический подход [1]. Таким образом, значение величины $Z_{кр}$ указывает на границы применения детерминированных описаний.

Анализ последних достижений и публикаций. Нахождение условия перехода процесса горения через линейный разрыв в слое горючего материала рассмотрено в [2]. Результат при этом является достаточно громоздким, кроме того, некоторые входящие в условие перехода слагаемые не конкретизированы. Для оценки критического расстояния воспламенения целесообразно использовать более простой, нежели используемый в [2] подход, известный в пожарно-технической литературе [3-5] в виде нахождения величины противопожарного разрыва. Нахождение условия воспламенения

фрагмента растительного материала кромкой низового лесного пожара таким способом ранее не рассматривалось.

Постановка задачи и ее решение. Для описания условий перехода низового лесного пожара через разрыв в слое РГМ необходимо построить математическую модель критического расстояния воспламенения фрагмента слоя кромкой низового лесного пожара.

Модель критического расстояния. Горение при низовом лесном пожаре сопровождается выделением тепла, большая часть которого передается окружающим телам с помощью излучения. Поток тепла от излучающей поверхности F_1 к облучаемой поверхности F_2 определяется, соответственно, температурой поверхностей T_1 и T_2 , оптическими свойствами, взаиморасположением и геометрией поверхностей F_1 и F_2 [3]

$$Q = \varepsilon_{\text{пр}} C_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] K, \quad (1)$$

где T_1 – температура пламени (К), T_2 – температура слоя ЛГМ (К), $C_0 = 4.96 \frac{\text{ккал}}{\text{м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{К}^4}$ – коэффициент излучения абсолютно черного тела, $\varepsilon_{\text{пр}}$ – приведенная степень черноты системы,

$$K = \int_{F_1} dF_1 \int_{F_2} \frac{\cos \varphi_1 \cos \varphi_2}{\pi r^2} dF_2 \quad (2)$$

- взаимная излучающая поверхность тел 1 и 2 (коэффициент облучения). В (2) - r – расстояние между элементарными площадками, φ_1, φ_2 - углы между, соответственно, нормалью \vec{n}_1 к поверхности F_1 , нормалью \vec{n}_2 к поверхности F_2 и отрезком, соединяющим элементарные площадки dF_1 и dF_2 .

Опираясь усредненными характеристиками слоя РГМ и пламени, оценим максимальное расстояние $Z_{\text{кр}}$, на котором тепловое воздействие от кромки пожара приведет к воспламенению горючего материала.

Для развитого пожара протяженность фронта и радиус кривизны линии, огибающей кромку велики. Поэтому интерпретируем пламя низового лесного пожара вертикальной поверхностью F_1 с высотой H , бесконечной длиной и постоянной по всей площади температурой T_1 . Выделим на поверхности F_1

элементарную площадку dF_1 . Поскольку структура слоя ЛГМ стохастична, то рассмотрим случай, когда тепловой поток от пламени пожара к элементарной площадке dF_2 , выбранной на поверхности F_2 слоя ЛГМ будет максимальным. Данный вариант будет иметь место в случае параллельности площадок dF_1 и dF_2 .

Плотность падающего на поверхность F_2 потока тепла

$$\begin{aligned} q_{F_2} &= \frac{dQ}{dF_2} = \varepsilon_{\text{пр}} C_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \frac{dQ}{dF_2} \int_{F_1} dF_1 \int_{F_2} \frac{\cos \varphi_1 \cos \varphi_2}{\pi r^2} dF_2 = \\ &= \varepsilon_{\text{пр}} C_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \int_{F_1} \frac{\cos \varphi_1 \cos \varphi_2}{\pi r^2} dF_1. \end{aligned} \quad (3)$$

В силу параллельности элементарных площадок параллельны и векторы n_1 и n_2 , а значит углы $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi$. Свяжем начало координат с элементарной площадкой dF_2 (рис. 1), которая расположена на высоте h_0 от минерального слоя. Расстояние между dF_2 и поверхностью F_1 равно z . Косинус угла φ_2 равен

$$\cos \varphi = \frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}. \quad (4)$$

Расстояние между элементарными площадками

$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}. \quad (5)$$

Поскольку $dF_1 = dx dy$, а начало координат выбрано на высоте h_0 , то с учетом (4) и (5) выражение (3) примет вид

$$q_{F_2} = \varepsilon_{\text{пр}} C_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \int_{-h_0}^{H-h_0} dy \int_{-\infty}^{\infty} \frac{z^2}{\pi (x^2 + y^2 + z^2)^2} dx. \quad (6)$$

Из вышеприведенного выражения следует, что

$$x^2 + y^2 + z^2 \neq 0. \quad (7)$$

Внутренний интеграл в выражении (6) равен [7]

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{z^2}{\pi(x^2 + y^2 + z^2)^2} dx = \frac{z^2}{2(z^2 + y^2)^{3/2}}. \quad (8)$$

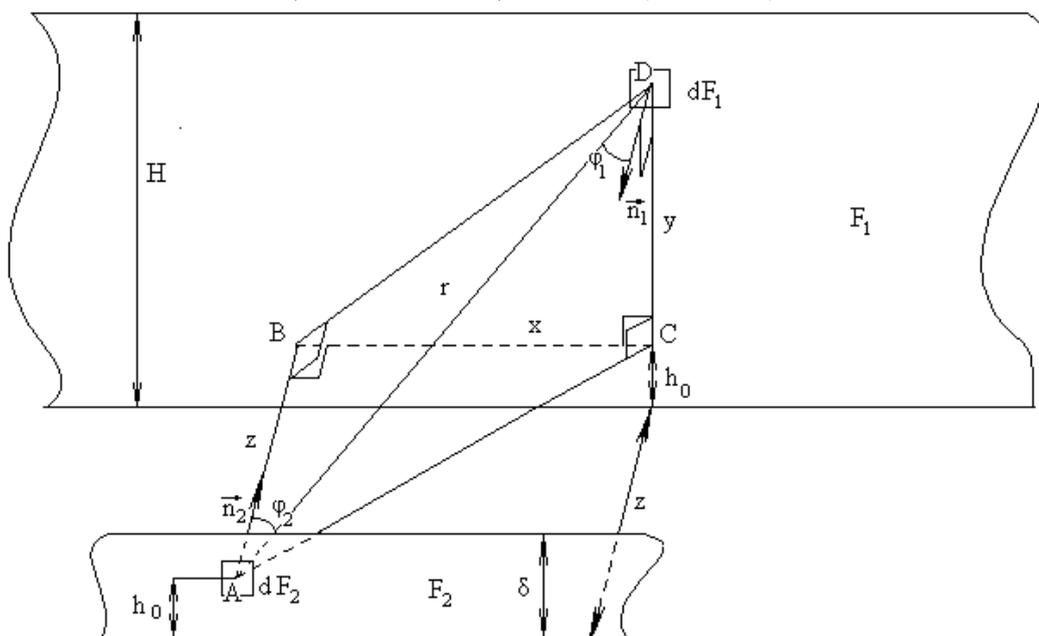


Рисунок 1 – К расчету плотности теплового потока

Внешний интеграл равен

$$\int_{-h_0}^{H-h_0} \frac{z^2}{2(z^2 + y^2)^{3/2}} dy = \frac{1}{2} \left(\frac{H-h_0}{\sqrt{z^2 + (H-h_0)^2}} + \frac{h_0}{\sqrt{z^2 + h_0^2}} \right). \quad (9)$$

Подставляя (9) в (6), получим

$$q_{F_2} = \frac{\varepsilon_{\text{пр}} C_0}{2} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \left(\frac{H-h_0}{\sqrt{z^2 + (H-h_0)^2}} + \frac{h_0}{\sqrt{z^2 + h_0^2}} \right). \quad (10)$$

Для приведенной степени черноты системы можно записать [5]

$$\varepsilon_{\text{пр}} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1}. \quad (11)$$

Следует заметить, что для незамкнутых систем в [3] приводится приближенная формула для вычисления $\varepsilon_{\text{пр}}$

$$\varepsilon_{пр} = \varepsilon_1 \varepsilon_2. \quad (12)$$

В этой связи отметим, что формула (12) дает заниженное значение приведенной степени черноты системы, особенно при малых значениях ε_1 и ε_2 , что иллюстрирует рис. 2. Относительная погрешность такого приближения превосходит 90%.

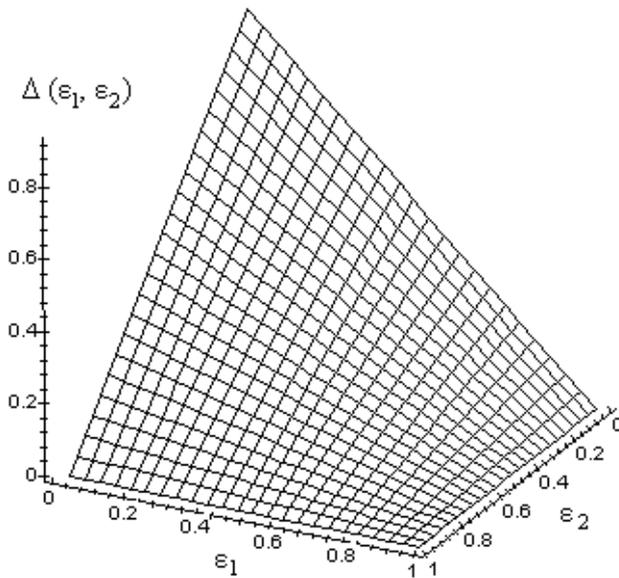


Рисунок 2 – График зависимости относительной погрешности $\Delta = \frac{\varepsilon_{(11)} - \varepsilon_{(12)}}{\varepsilon_{(11)}}$ приведенной степени черноты системы при приближенном ее вычислении

С учетом (11), окончательно получим

$$q_{F_2} = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \varepsilon_1 \varepsilon_2} C_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] K, \quad (12)$$

где

$$K = \frac{H - h_0}{2\sqrt{z^2 + (H - h_0)^2}} + \frac{h_0}{2\sqrt{z^2 + h_0^2}}. \quad (13)$$

Поскольку при интегрировании (8) и (9) переменные x и y принимали значения равные нулю, то с учетом замечания (7), выражение (13) справедливо при $z \neq 0$.

Для того, чтобы выяснить зависимость плотности потока тепла q_{F_2} от параметров системы огонь - ЛГМ, выясним зависимость взаимной излучающей поверхности K от значений геометрических параметров H , h_0 и z .

Зафиксируем высоту пламени H . График зависимости коэффициента облучения $K(z, h_0)$ приведен на рис. 3.

Видно, что максимальное значение величины K наблюдается

вблизи излучающей поверхности (т.е. вблизи фронта низового лесного пожара), при этом слабо зависит от местоположения (по высоте) облучаемого участка (кроме самой нижней и самой верхних точек слоя). По мере удаления от фронта зависимость от h_0 становится сильнее и максимум облученности будет наблюдаться на высоте, равной половине высоты пламени. Поэтому высота слоя ЛГМ, равная не менее половины высоты пламени является наиболее благоприятной для преодоления огнем разрывов в слое горючего вещества.

Для нахождения характерного расстояния z , воспользуемся условием нахождения величины противопожарного разрыва [3]

$$\varepsilon_{\text{пр}} C_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{\text{св}}}{100} \right)^4 \right] K \geq q_{\text{кр}}, \quad (14)$$

где $T_{\text{св}}$ – наименьшая температура самовоспламенения материала ЛГМ, $q_{\text{кр}}$ – критическая плотность потока излучения.

Значения H , $T_{\text{св}}$ и $q_{\text{кр}}$, ε_1 и ε_2 приводятся в лесопирологической литературе [7].

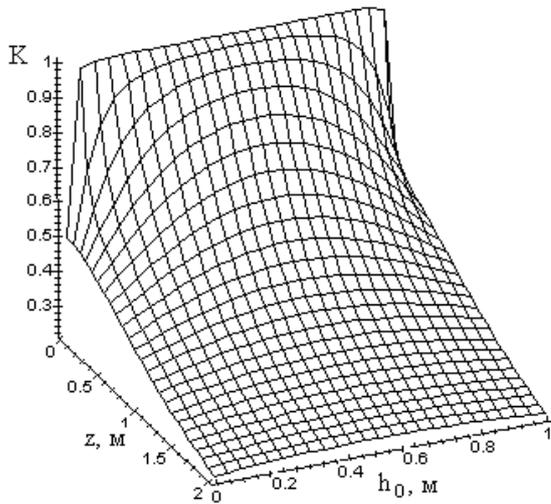


Рисунок 3 – Зависимость коэффициента облучения K от ширины z разрыва в слое и высоты расположения h_0 элемента ЛГМ ($H=1$ м)

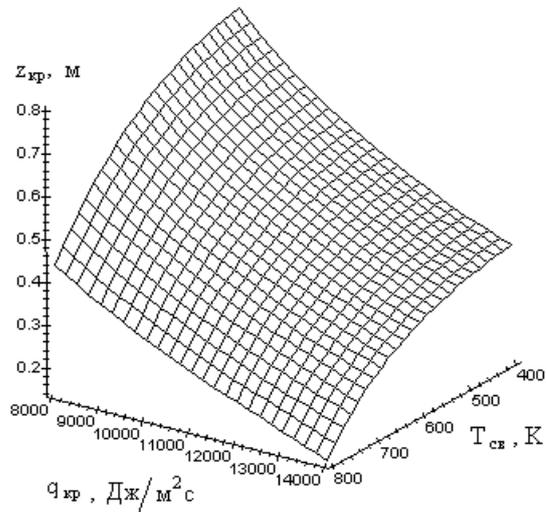


Рисунок 4 – График зависимости $z_{\text{кр}}(q_{\text{кр}}, T_{\text{св}})$

Подставив (13) в (14), и полагая, что $h_0 = \frac{H}{2}$, выразим из условия (14) значения z , при которых будет обеспечен переход кромки низового лесного пожара через разрыв в слое ЛГМ

$$z \leq \frac{H}{2q_{кр}} \sqrt{\left(\frac{C_0 \varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \varepsilon_1 \varepsilon_2}\right)^2 \left[\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_{св}}{100}\right)^4\right]^2 - q_{кр}^2}. \quad (15)$$

Соответственно, максимальное расстояние, на котором будет возможен такой переход

$$z_{кр} = \frac{H}{2q_{кр}} \sqrt{\left(\frac{C_0 \varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \varepsilon_1 \varepsilon_2}\right)^2 \left[\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_{св}}{100}\right)^4\right]^2 - q_{кр}^2}. \quad (16)$$

На рис. 4 показана зависимость критического расстояния от величины критической плотности потока тепла $q_{кр}$ и температуры самовоспламенения $T_{св}$ материала ЛГМ. Видно, что увеличение любого из параметров приводит к уменьшению критического расстояния, что вполне объяснимо с физической точки зрения.

Выводы. Полученная математическая модель критического расстояния воспламенения фрагмента слоя РГМ тепловым потоком от кромки огня позволяет определить понятие неоднородного слоя как слоя, радиус корреляции неоднородно распределенных в пространстве пирологических характеристик которого сопоставим с величиной $z_{кр}$. Тем самым это позволяет конкретизировать границы применения детерминированных и вероятностных описаний развития низового лесного пожара.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Абрамов Ю.А., Мигунова Л.В., Тарасенко А.А. Исследование процессов распространения лесного пожара методами стохастического анализа. // Проблемы пожарной безопасности. Сб. науч. тр.- Юбилейный вып. - Харьков: Фолио, 2003. – С. 65 – 73.
- 2 Доррер Г.А. Модель процесса перехода лесного пожара через разрыв в слое горючего материала. // Лесные пожары и борьба с ними. Сб. науч. тр.- М: ВНИИЛМЛХ, 1987. – С. 50 – 65.
- 3 Романенко П.Н., Бубырь Н.Ф., Башкирцев М.П. Теплопередача в пожарном деле. - М.: ВШ МВД СССР, 1969. – 425 с.
- 4 Рябова І.Б., Сайчук І.В., Шаршанов А.Я. Термодинаміка і теплопередача у пожежній справі. - Харків: ХІПБ МВС України, 2002. – 352 с.
- 5 Попов В.М., Куценко Л.М., Семенова-Кулиш В.В. Метод оцінки теплового потоку, що випромінюється еліпсоїдом як факелом полум'я. – Харків: ХІПБ МВС України, 2000. – 144 с.

6 Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. Справочник по математике. -
М: Наука, 1981. – 718 с.

7 Курбатский Н.П. Техника и тактика тушения лесных пожаров.
М: Гослесбумиздат, 1962. – 154 с.

Статья поступила в редакцию 10.11.2003 г.