

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАЖИГАНИЯ ЛЕСНЫХ МАССИВОВ В РЕЗУЛЬТАТЕ АВАРИЙНЫХ СИТУАЦИЙ НА ТРУБОПРОВОДАХ

*В.А. Перминов д. ф.-м. н., проф., А.В. Румянцев, асп.
Томский политехнический университет, г. Томск
634050, г. Томск, ул. Усова, 7, тел. (3822)-56-36-50
E-mail адрес: perminov@tpu.ru*

Как правило, крупная техногенная катастрофа на объектах магистральных трубопроводах сопровождается возникновением огненных шаров [1], под воздействием которых возможно зажигание близлежащего растительного покрова [2]. В связи с этим представляет интерес прогнозирование возникновения и развития пожаров в окрестности места произошедшей аварийной ситуации. Ввиду того, что натурные исследования при решении данных задач невозможны, актуальными являются методы математического моделирования [3]. В математической модели используются интегральные параметры (максимальный размер огненного шара, время жизни и высота подъема горящего облака, мощность излучения с единицы поверхности) как функции массы вовлеченного топлива, полученные из эмпирических зависимостей путем обработки результатов экспериментов и экспресс-анализа аварийных ситуаций [1]. Данные, полученные в результате исследований, могут быть использованы для прогнозирования последствий и проведения профилактических мероприятий.

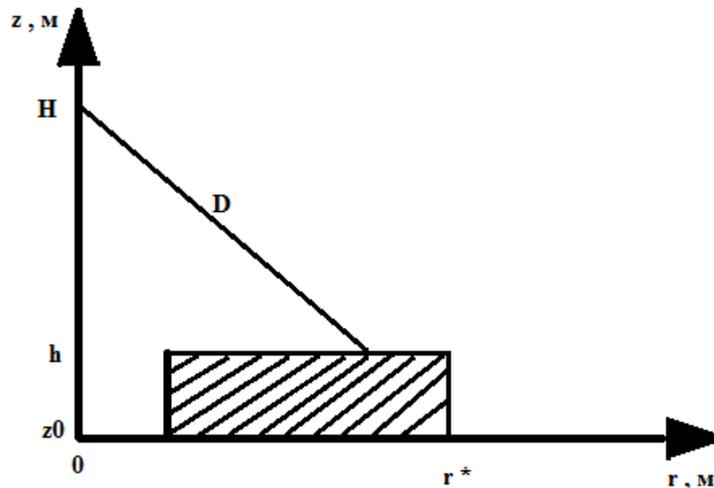


Рис. 1. Схема процесса зажигания лесного массива

Считаем, что источник лучистой энергии находится на высоте H от поверхности Земли (см. рис.1). Так как его размеры малы по сравнению с радиусом Земли, будем считать точечным источником излучения, D - расстояние от центра источника до текущей точки поверхности лесного массива, h - высота лесного массива, θ - эпицентр, r - радиус зоны зажигания. На верхнюю границу $z = h$ лесного массива действует интенсивный лучистый поток $q_R(r, t)$, который ослабляется по мере удаления от эпицентра θ . Максимум интенсивности источника достигается при $t = t_m$, далее она затухает до нуля согласно данным о $q_R(r, t)$, которая может быть аппроксимирована следующим образом [2]

$$q_R(r, t) = \frac{t_p P_m \sin \alpha}{4\pi D^2} \begin{cases} t/t_m & t \leq t_m \\ \exp(-k_q(t/t_m - 1)) & t \geq t_m \end{cases}$$

$$t_m = 0.032 W_0^{0.8}$$

$$P_m = 1.33 W_0^{0.8}$$

$$t_p = \exp[-7.0 \cdot 10^{-4} \cdot (\sqrt{r^2 + H^2} - D_s/2)]$$

- Здесь t_m - время максимума тепловыделения источника излучения, с;
- D - расстояние от центра источника излучения до полога леса, м;
- t_p - коэффициент пропускания атмосферы;
- P_m - максимальная величина светового импульса в момент времени t_m , кт/с;
- L - угол между направлением вектора плотности потока излучения и верхней границей растительного покрова;

w_0 - мощность источника, кт;

k_0 - аппроксимационный коэффициент ($k_0=0.75$).

Поступление лучистой энергии в растительный покров ($z_0 \leq z \leq h$) вызывает нагрев лесных горючих материалов, испарение влаги и последующее термическое разложение твердого материала с выделением летучих продуктов пиролиза, которые затем воспламеняются. Из-за наличия силы тяжести, нагретые объемы воздуха начинают всплывать вверх, поэтому процессы объемного загорания лесной растительности оказываются, в общем случае, связаны с гидродинамикой течения. Ввиду того, что на периферии от эпицентра взрыва интенсивность лучистого потока в полог леса невелика, то там не происходит загорания. Таким образом, за время действия источника излучения формируется зона первоначального загорания лесного массива радиусом r^* . В идеальном случае она имеет в плане форму круга. Последующее ее развитие определяется взаимодействием восходящих потоков с полем ветра, поскольку они выносят в приземный слой атмосферы и осуществляют разброс по окружающей территории твердых горящих элементов, а также метеорологическими и географическими условиями в заданном районе [3].

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

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho v) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v^2) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho v w) - \frac{\partial \rho}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (-r \rho v^2) + \frac{\partial}{\partial z} (-\rho v^2 w) - \rho \nu \frac{\partial}{\partial z} \sqrt{v^2 + w^2} \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho w) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho w v) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho w^2) = - \frac{\partial \rho}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (-r \rho v^2 w) + \frac{\partial}{\partial z} (-\rho w^2) - \quad (4)$$

$$- \rho \nu \frac{\partial}{\partial z} \sqrt{v^2 + w^2} - \rho g$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho c_p T) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho v c_p T) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho w c_p T) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (-r c_p v^2 T) + \frac{\partial}{\partial z} (-\rho c_p w^2 T) + \quad (5)$$

$$+ k_g (c U_R - 4 \sigma T^4) + q_s R_s + \alpha_a (T_s - T)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho c_\alpha) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho v c_\alpha) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho w c_\alpha) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (-r \rho v^2 c_\alpha) + \frac{\partial}{\partial z} (-\rho w^2 c_\alpha) - R_{s\alpha}, \alpha = 1, 4; \quad (6)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r c}{3k} \frac{\partial U_R}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{c}{3k} \frac{\partial U_R}{\partial z} \right) - k c U_R + 4 \sigma (k_g T^4 + k_s T_s^4) - Q, k = k_g + k_s \quad (7)$$

$$\sum_{i=1}^4 \rho_i c_{p i} \varphi_i \frac{\partial T_s}{\partial t} = q_s R_s - q_2 R_2 + k_s (c U_R - 4 \sigma T_s^4) + \alpha_a (T - T_s) \quad (8)$$

$$\rho_1 \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} = -R_1, \rho_2 \frac{\partial \varphi_2}{\partial t} = -R_2, \rho_3 \frac{\partial \varphi_3}{\partial t} = \alpha_c R_3 - \frac{M_3}{M_1} R_3, \rho_4 \frac{\partial \varphi_4}{\partial t} = Q; \quad (9)$$

$$\sum_{\alpha=1}^4 c_\alpha = 1, p_\alpha = \rho R T \sum_{\alpha=1}^4 \frac{c_\alpha}{M_\alpha} \quad (10)$$

$$\dot{m} = (1 - \alpha_c) R_1 + R_2 + \frac{M_c}{M_1} R_3, R_{s1} = -R_3 - \frac{M_1}{2M_2} R_3, R_{s2} = \nu (1 - \alpha_c) R_1 - R_5.$$

$$R_1 = k_1 \rho_1 \varphi_1 \exp\left(-\frac{E_1}{RT_s}\right), R_2 = k_2 \rho_2 \varphi_2 T_s^{-0.5} \exp\left(-\frac{E_2}{RT_s}\right)$$

$$R_3 = k_3 \rho \varphi_3 s_\sigma c_1 \exp\left(-\frac{E_3}{RT_s}\right), R_5 = k_5 M_2 \left(\frac{c_1 M}{M_1}\right)^{0.25} \frac{c_2 M}{M_2} T_s^{-2.25} \exp\left(-\frac{E_5}{RT_s}\right)$$

Начальные и граничные условия для системы уравнений (2) (10) имеют следующий вид:

$$t = 0: v = 0, w = 0, T = T_e, c_\alpha = c_{\alpha e}, T_s = T_e, \varphi_i = \varphi_{ie}; \quad (11)$$

$$r = 0: v = 0, \frac{\partial w}{\partial r} = 0, \frac{\partial T}{\partial r} = 0, \frac{\partial c_\alpha}{\partial r} = 0, \frac{\partial U_R}{\partial r} = 0; \quad (12)$$

$$r = r_e: \frac{\partial v}{\partial r} = 0, \frac{\partial w}{\partial r} = 0, \frac{\partial c_\alpha}{\partial r} = 0, \frac{\partial T}{\partial r} = 0, \frac{c}{3k} \frac{\partial U_R}{\partial r} + \frac{c}{2} U_R = 0; \quad (13)$$

$$z = z_0: \frac{\partial v}{\partial z} = 0, \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \frac{\partial T}{\partial z} = 0, \frac{\partial c_\alpha}{\partial z} = 0, -\frac{c}{3k} \frac{\partial U_R}{\partial z} + \frac{c}{2} U_R = 0; \quad (14)$$

$$z = z_e: \frac{\partial v}{\partial z} = 0, \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \frac{\partial T}{\partial z} = 0, \frac{\partial c_\alpha}{\partial z} = 0, \frac{c}{3k} \frac{\partial U_R}{\partial z} + \frac{c}{2} U_R = 2q_R(r, z). \quad (15)$$

Здесь: z_0 - уровень шероховатости, $R_1 - R_5, R_{5\alpha}$ - массовые скорости пиролиза лесных горючих материалов, испарения влаги, горения конденсированных и летучих продуктов пиролиза, образования сажи и пепла и образования α - компонентов газодисперсной фазы; $c_{pi}, \rho_i, \varphi_i$ - удельные теплоемкости, истинные плотности и объемные доли i - ой фазы (1 - сухое органическое вещество, 2 - вода в жидко - капельном состоянии, 3 - конденсированные продукты пиролиза, 4 - минеральная часть, 5 - газовая фаза); T, T_s - температура газовой и конденсированной фаз; c_α - массовые концентрации ($\alpha=1$ - кислород, 2 - CO, 3 - сажа, 4 - пепел, 5 - инертные компоненты воздуха); p - давление; U_R - плотность энергии излучения; σ - постоянная Стефана-Больцмана; k - коэффициент ослабления излучения; k_g, k_s - коэффициенты поглощения для газодисперсной и конденсированной фаз; α_V - коэффициент обмена фаз, q_b, E_b, k_i - тепловые эффекты, энергии активации и предэкспоненты реакций пиролиза, испарения, горения кокса и летучих продуктов пиролиза; s_σ - удельная поверхность элемента лесных горючих материалов; M_α, M_c, M - молекулярные веса индивидуальных компонентов газовой фазы, углерода и воздушной смеси; s, c_d - удельная поверхность фитомассы и эмпирический коэффициент полога леса; c - скорость света; v, w - проекции скорости на оси r и z ; α_c, ν - коксовое число и массовая доля горючих газов в массе летучих продуктов пиролиза; \dot{m} - массовая скорость образования газодисперсной фазы; g - ускорение свободного падения. Индексы "о" и "е" относятся к значениям функций в очаге горения и на большом расстоянии от зоны пожара соответственно. Верхний индекс штрих " ' " относится к пульсационной составляющей данной величины. Использовалась локально-равновесная модель турбулентности [3].

Система уравнений (1)-(10) редуцирована к дискретной форме с помощью метода контрольного объема [5]. Алгоритм решения приведенной задачи включает в себя расщепление по физическим процессам, то есть вначале рассчитывалась гидродинамическая картина, а затем решались уравнения химической кинетики и учитывались химические источники. Шаг по времени для интегрирования системы обыкновенных уравнений выбирался автоматически. Согласование полей скорости и давления осуществлялось по алгоритму SIMPLE [5]. Системы алгебраических уравнений решались с помощью метода SIP [6].

В результате численного интегрирования получены поля массовых концентраций компонентов газовой фазы, температур, объемных долей компонентов твердой фазы. На основе этих данных определялись значения радиусов зажигания лесных массивов под действием теплового излучения огненного шара, которые зависят от влажности подстилающей поверхности и массы разлившегося горючего вещества. По полученным результатам составлена таблица зависимости радиусов размеров зон зажигания от массы разлившегося горючего вещества и влагосодержания лесных горючих материалов. Затем построены графики по данным таблицам Рис.2.

Таблица 1

Зависимости размеров зон зажигания от массы разлившегося горючего вещества и влагосодержания подстилающей поверхности

Масса разлившегося горючего вещества, т	Радиус зажигания лесного покрова, м			
	Влагосодержание ЛГМ, W			
	0,2	0,4	0,6	0,8
10	15,8	11,3	0	0
20	24,9	21,4	18,3	14,8
30	30,9	27,4	23,9	21,9
40	36,9	33,4	28,4	24,4
60	44,9	41,9	36,9	35,4

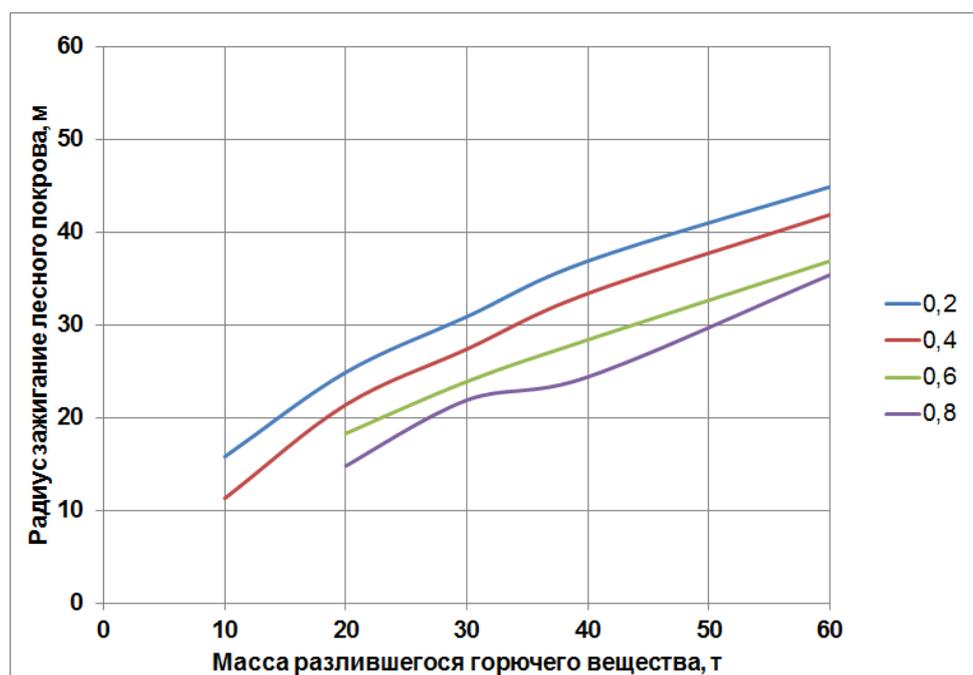


Рис. 2. Зависимости размеров зон зажигания от количества разливаемого горючего вещества и влагосодержания подстилающей поверхности

В результате проделанной работы мы определили, что радиус зажигания растительного покрова максимален при влагосодержании $W=0,2$ и массе разливаемой горючей жидкости $m=60$ т. С увеличением влагосодержания растительного покрова радиус зажигания уменьшается.

Полученные по предложенной методике результаты математического моделирования могут быть использованы при разработке профилактических мероприятий при эксплуатации трубопроводов, а также при ликвидации последствий аварийных ситуаций.

Литература.

1. Болодьян И.А., Шебеко Ю.Н., Карпов В.Л. и др. Руководство по оценке пожарного риска для промышленных предприятий. ФГУ ВНИИПО, М. 2006.
2. Glastone S. (Ed.). The Effects of Nuclear Weapons, U.S. Gov't. Printing Office, Washington, 1962.
3. Гришин А.М. Математические модели лесных пожаров и новые способы борьбы с ними. - Новосибирск: Наука, 1997-. 408 с.
4. Grishin A.M., Perminov V.A. An ignition of forest massifs under the influence of high altitude radiant energy // Combustion, Explosion and Shock Waves», 1996, V.32, N 5, P.108-115.
5. Patankar S. Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere Publ. Co., New York, 1980.
6. Stone H.L., Iterative solution of implicit approximations of multidimensional partial differential equations, SIAM Journal of Numerical Analysis, 1968, 5, P.530-558.