

*А.Я. Шаршанов, к.ф.-м.н., доцент, НУГЗУ,
А.А. Посник, студентка, НУГЗУ*

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗЛЕТА ИСКР ГОРЮЧИХ МАТЕРИАЛОВ

(представлено д-ром техн. наук Комяк В.М.)

Проведено математическое моделирование разлета искр горючих материалов. Показано, что горение в режиме тления существенно увеличивает время существования искры в качестве источника зажигания по сравнению с негорючими искрами. Показано существование квазиизотермического режима тления падающей искры, что подтверждает аналитическую оценку радиуса разлета искр тлеющего материала.

Ключевые слова: искра, горючий материал, тление, источник зажигания.

Постановка проблемы. Одной из причин возникновения и распространения пожара является разлет высокотемпературных искр, выступающих в качестве источника зажигания. В связи с этим обстоятельством прогнозирование перемещения и температурного режима искр является важной задачей обеспечения пожарной безопасности.

Анализ последних исследований и публикаций. Данная проблема с достаточной для целей практики точностью давно решена в случае искр негорючих материалов. В случае горючих материалов ситуация сложнее, однако, существующий ГОСТ, совпадающий с [1], для определения их пожарной опасности предлагает методики, по существу соответствующие негорючим материалам. Такой подход ошибочен, так как энергетический баланс горящих и химически инертных искр существенно отличается. Постановка задачи движения горящих искр известна, и в связи с относительно малой скоростью изменения их массы, практически не отличается от описания движения химически инертных искр. Значительно более сложная ситуация горения искр в потоке также исследована [2]. Для последовательного анализа поведения горящих искр необходимо объединить результаты кинематической и энергетической задач, что является предметом данной работы. Ввиду сложности проблемы она исследуется численно.

Ранее в рамках упрощений (основным из которых был изотермический режим тления летящей искры) удалось получить относительно простые аналитические соотношения, позволяющие оценить пожарную опасность горящих искр [3]. Одной из целей данной работы является также проверка гипотезы о существовании такого режима.

Постановка задачи и ее решение. В данной работе рассматри-

вается разлет под действием ветра искр горючего материала, занесенных на высоту, например, восходящими конвективными потоками пожара. Уравнение движения таких искр имеет известный вид:

$$m \cdot \frac{d\vec{w}}{d\tau} = m \cdot \vec{g} - \left[3 \cdot \pi \cdot d \cdot \nu_a + C_f \cdot F_f \cdot \left| \frac{\vec{w} - \vec{w}_a}{2} \right| \right] \cdot \rho_a \cdot (\vec{w} - \vec{w}_a), \quad (1)$$

где τ – время, с; $m(\tau)$ – масса искры, кг; $\vec{w}(\tau)$ и \vec{w}_a – векторы скорости частицы и ветра, соответственно, $\text{м} \cdot \text{с}^{-1}$; \vec{g} – вектор ускорения свободного падения, $\text{м} \cdot \text{с}^{-2}$; C_f – коэффициент формы (безразмерная величина ~ 1); F_f – площадь проекции поверхности искры на плоскость, перпендикулярную направлению вектора скорости движения искры относительно среды, м^2 ; (так в случае искр сферической формы $C_f = 0.47$, а $F_f = \pi \cdot d^2/4$, где d – диаметр искры, м); ρ_a – плотность воздуха, $\text{кг} \cdot \text{м}^{-3}$; ν_a – коэффициент кинематической вязкости воздуха, $\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$.

Уравнение (1) написано в пренебрежении связанными с изменениями массы реактивными эффектами, что оправдано малостью таких эффектов. Отметим, что из правой части уравнения (1) можно выбросить линейное по скорости движения слагаемое, связанное с вязкостью среды. Оно мало по параметру Re^{-1} , где символом Re обозначен критерий Рейнольдса

$$\text{Re} = \frac{|\vec{w} - \vec{w}_a| \cdot L}{\nu_a}, \quad (2)$$

где L – характерный размер задачи, м (в случае искр сферической формы $L=d$). Большая величина Re обусловлена малой вязкостью воздуха и относительно большим ($L \geq 0.5$ мм) размером искр (искры меньших размеров практически пожаробезопасны).

Уравнение, описывающее потерю массы искры вследствие горения, имеет вид

$$\frac{dm}{d\tau} = -\mu_C \cdot [R_{\text{CO}_2} + R_{\text{CO}}] \cdot F, \quad (3)$$

где $\mu_C = 1,2 \cdot 10^{-2} \text{ кг} \cdot \text{моль}^{-1}$ – условная молярная масса углерода; F – сглаженная площадь поверхности горения, м^2 (в случае искры сферической формы $F = \pi \cdot d^2$); R_{CO_2} и R_{CO} – соответственно, эффективные поверхностные плотности мольной скорости образования CO_2 и CO при выгорании углерода, $\text{моль} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Эффективные скорости реакций учитывают диффузию кислорода воздуха к реакционной поверхности искры [4]:

$$R_j = \frac{c_{O_2}}{\left(w_j^{tot}\right)^{-1} + \left(Nu_{O_2} \cdot D_{O_2} / d\right)^{-1}},$$

где индекс «j», могущий принимать два значения (CO₂ или CO), указывает на продукт соответствующей реакции;

$$c_{O_2} = 0.21 \cdot \frac{\rho_a}{\mu_a}$$

концентрация кислорода в воздухе вдали от искры, моль·м⁻³; $\mu_a = 2,9 \cdot 10^{-2}$ кг·моль⁻¹ – молярная масса воздуха; $D_{O_2} = 1,8 \cdot 10^{-5}$ м²·с⁻¹ – коэффициент молекулярной диффузии кислорода в воздухе; Nu_{O_2} – диффузионное число Нуссельта (число Шервуда) диффузии кислорода в воздухе. Оно удовлетворяет критериальному уравнению

$$Nu_{O_2} = 2 + 0.16 \cdot Re^{2/3}.$$

Общий реакционный коэффициент молярной скорости образования продукта «j» определяется соотношением

$$w_j^{tot} = w_j + D_{O_2, in} \cdot \kappa_j \cdot \left[1 - \exp\left(-\kappa_j \frac{d}{6}\right)\right], \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (4)$$

в котором первое слагаемое является реакционным коэффициентом молярной скорости образования продукта «j» на гладкой поверхности. Оно равно

$$w_j = \exp\left[2.30 \cdot \left(2 + 0.2 \cdot 10^{-4} \cdot E_j\right) - \frac{E_j}{R_0 \cdot T}\right], \text{ м} \cdot \text{с}^{-1},$$

где E_j – энергия активации соответствующей реакции, Дж·моль⁻¹ ($E_{CO_2} = 0,84 \cdot 10^5$ Дж·моль⁻¹, $E_{CO} = 1,26 \cdot 10^5$ Дж·моль⁻¹); T – абсолютная температура реакционной зоны, К; $R_0 = 8,314$ Дж·моль⁻¹·К⁻¹ – универсальная газовая постоянная.

Второе слагаемое в формуле (4) учитывает увеличение площади поверхности горения при ее изрыхлении и отличие условий диффузии кислорода в полостях от диффузии в свободном пространстве. Параметр κ_j имеет смысл обратной длины, м⁻¹. Он равен

$$\kappa_j = \sqrt{\frac{w_j \cdot k_F}{D_{O_2, in}}},$$

где k_F – внутренняя реакционная площадь единицы объема горения, м⁻¹

(для древесного угля $k_F=0,8 \cdot 10^5 \text{ м}^{-1}$). $D_{O_2, \text{in}}$ - коэффициент диффузии кислорода в полостях внутри искры, $\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$. Он связан с коэффициентом диффузии в свободном объеме D_{O_2} соотношением

$$D_{O_2, \text{in}} = k_{D, \text{in}} \cdot D_{O_2},$$

где $k_{D, \text{in}}$ - коэффициент, учитывающий усложнение условий диффузии внутри искры (для древесного угля $k_{D, \text{in}}=0,2$).

Уравнение энергетического баланса искры имеет вид:

$$m \cdot c_p \cdot \frac{dT}{d\tau} = \left\{ \sum_j R_j \cdot [\Delta H_{\mu, j} - c_{p, \mu, j} \cdot (T - T_a)] - \alpha \cdot (T - T_a) - q_{\text{rad}} \right\} \cdot F, \quad (5)$$

где T и T_a - абсолютные средняя температура искры и температура воздуха, соответственно, K ; c_p - удельная массовая изобарная теплоемкость материала искры, $\text{Дж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ (для древесного угля $c_p = 1,2 \cdot 10^3 \text{ Дж} \cdot \text{кг}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$); $\Delta H_{\mu, j}$ - удельная теплота реакции окисления углерода, взятая при температуре T_a , в расчете на моль образовавшегося продукта, $\text{Дж} \cdot \text{моль}^{-1}$ ($\Delta H_{\mu, \text{CO}_2} = 4,09 \cdot 10^3 \text{ Дж} \cdot \text{моль}^{-1}$, $\Delta H_{\mu, \text{CO}} = 1,23 \cdot 10^3 \text{ Дж} \cdot \text{моль}^{-1}$); $c_{p, \mu, j}$ - изобарная теплоемкость «j»-го продукта сгорания ($c_{p, \mu, \text{CO}_2} = 47,9 \text{ Дж} \cdot \text{моль}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$, $c_{p, \mu, \text{CO}} = 31,3 \text{ Дж} \cdot \text{моль}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$).

Символом α обозначен средний по поверхности искры коэффициент теплоотдачи. Соответствующее ему слагаемое отображает унос энергии от искры к воздуху обычным конвективным механизмом. Величину коэффициента α с достаточной точностью можно определить по стандартной методике (см. в [1]). Сначала вычисляется критерий Рейнольдса (2). Затем определяется тепловое число Нуссельта

$$Nu = 0.62 \cdot Re^{0.5}.$$

Далее вычисляется коэффициент теплоотдачи

$$\alpha = Nu \cdot \frac{\lambda_a}{L}, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-1},$$

где λ_a - коэффициент теплопроводности воздуха, $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ (в работе взято $\lambda_a = 2,6 \cdot 10^{-2} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$).

Последнее слагаемое в фигурной скобке формулы (5) отображает унос энергии тепловым излучением. Оно оценивается соотношением

$$q_{\text{rad}} = \varepsilon \cdot \sigma \cdot (T^4 - T_a^4), \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2},$$

где ε – степень черноты поверхности искры (в работе принято $\varepsilon = 0,96$); $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$ – постоянная излучения абсолютно черного тела.

Уравнения (1), (3), (5) описывают эволюцию параметров искры (температуру, размеры, смещение в пространстве). Начальные условия соответствуют представлению, что горящая искра заброшена вверх (например, конвективными потоками пожара), и далее, выйдя на высоте $z(0)$ из восходящего потока, падает сносимая ветром. Данная система решалась численно с использованием среды Matlab. Графики типичных зависимостей представлены на рис. 1.

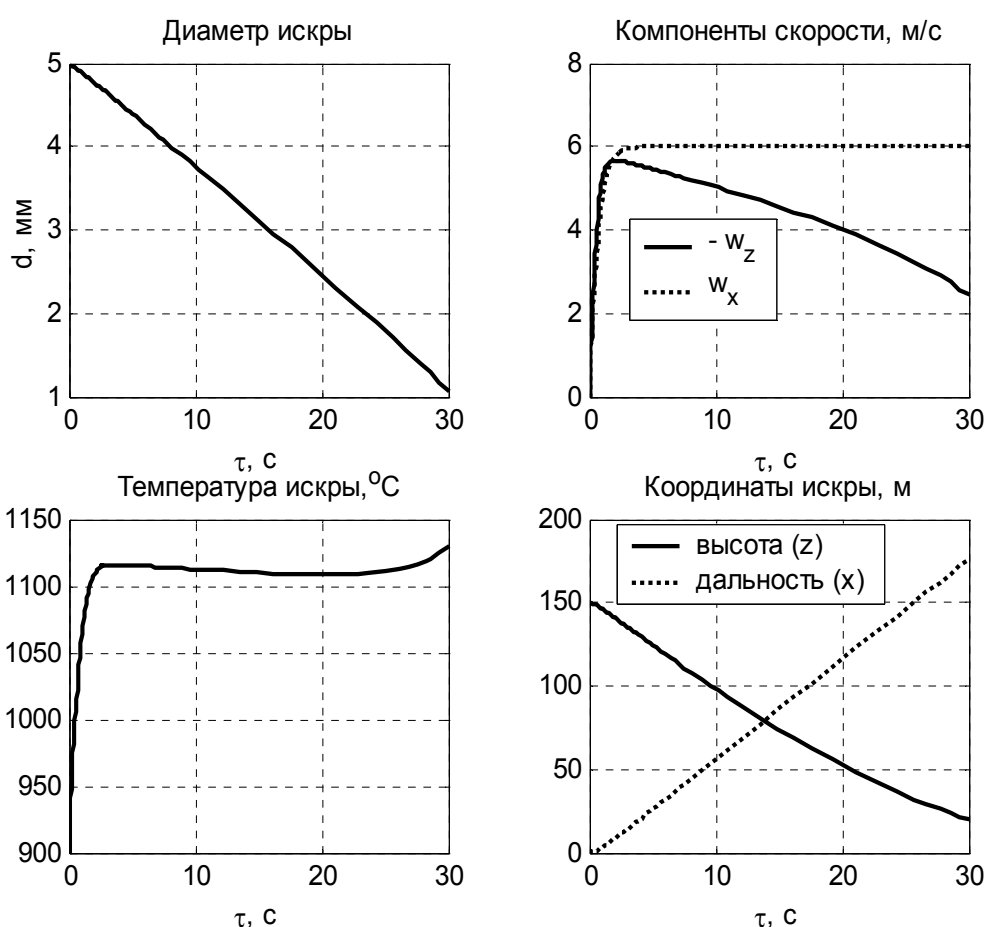


Рис. 1. Зависимости параметров падающей искры от времени (Компоненты скорости ветра – горизонтальная $w_{ax}=6 \text{ м/с}$, вертикальная $w_{az}=0 \text{ м/с}$. Начальная скорость искры – $w_x(0)=0 \text{ м/с}$, $w_z(0)=0 \text{ м/с}$. Начальные горизонтальное смещение $x(0)=0 \text{ м}$ и высота $z(0)=150 \text{ м}$ искры. Температура воздуха $t_a=20^\circ\text{C}$; начальная температура искры $t(0)=900^\circ\text{C}$)

Полученные зависимости решают задачу о поведении падающей искры горячего материала. Сразу отметим, что после выхода (начиная с $\tau \approx 3 \text{ с}$) на квазистационарный режим падения температура искры изменяется незначительно, то есть подтверждается предположе-

ние работы [3] о квазиизотермическом режиме горения.

Для решения задачи о пожарной опасности искры необходимо иметь критерий способности поджига ею твердого материала. В данный момент из законов природы еще не получено аналитического выражения такого критерия. Введем вместо него феноменологический вариант критерия. Предположим, что параметр $Par(T, d)$, отражающий поджигающую способность искры, является линейной функцией ее температуры и степенной функцией размера, а требование возможности поджига имеет вид неравенства

$$Par(T, d) \equiv (T - T_c) \cdot d^n > Par_{cr}. \quad (6)$$

Тогда, используя данные стандарта [1], согласно которым граница поджигающей способности искры соответствует трем парам значений температур и диаметров искры: $T_1=600+273$, К, $d_1=5 \cdot 10^{-3}$, м; $T_2=800+273$, К, $d_2=3 \cdot 10^{-3}$, м; $T_3=1000+273$, К, $d_3=2 \cdot 10^{-3}$, м, получим, что $T_c \approx 196$ К, $n \approx 0.506$, $Par_{cr} \approx 46.3$ К·мⁿ.

Временная зависимость параметра $Par(T, d)$ для варианта падения искры, представленного на рис. 1, приведена на рис. 2.

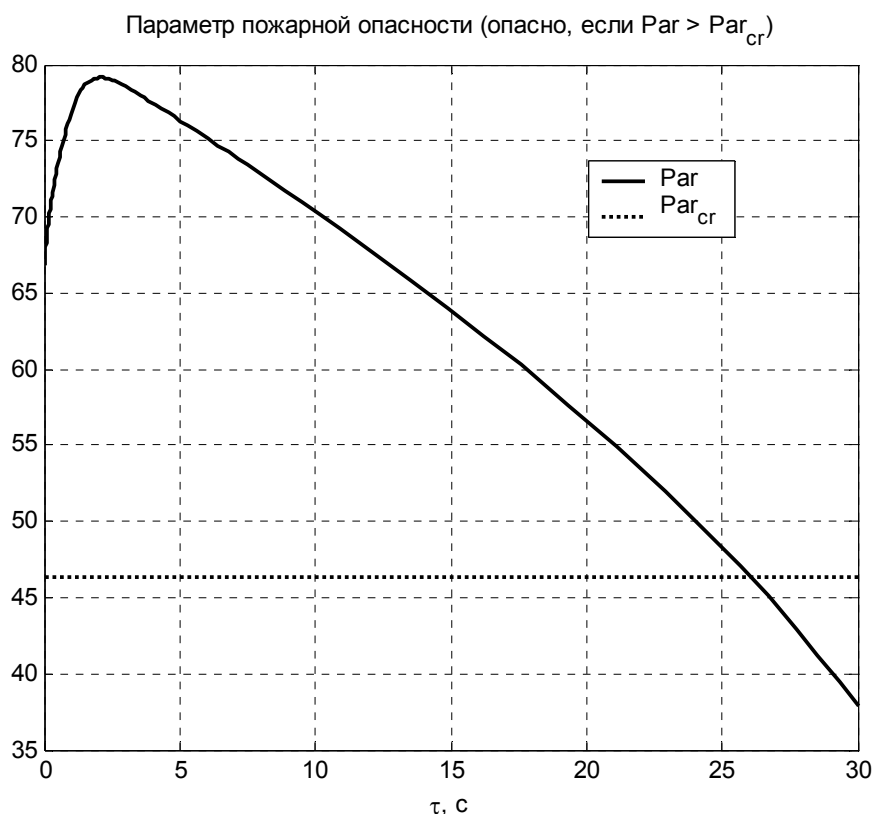


Рис. 2. Поведение параметра пожарной опасности искры

Из рисунка 2 следует, что поджигающая способность искры сохранится вплоть до 26-ой секунды. К этому моменту, согласно ри-

сункам 1, искра сместится вниз на 130 м и будет унесена от границы пожара на 150 м. Отметим, что аналогичная химически инертная искра, в соответствии с методикой ГОСТа [1], охладится до безопасной температуры за время порядка 1-ой секунды.

Выводы. Проведено численное моделирование разлета искр горючих материалов, что важно при оценках опасности распространения пожара от крупных очагов (лесных пожаров). Показано, что горение в режиме тления существенно увеличивает время существования искры в качестве источника зажигания по сравнению с негорючими искрами. Как следует из модели, существенным ограничением на радиус распространения является высота первоначального заброса искр.

Показано существование квазиизотермического режима тления падающей искры, что подтверждает аналитическую оценку радиуса разлета искр тлеющего материала [1].

ЛИТЕРАТУРА

1. ГОСТ 12.1.004-91 Пожарная безопасность. Общие требования. – [Действительный с 1991-06-14]. – Москва: Издательство стандартов, 1992. – 78 с. – (Государственный стандарт Союза ССР).

2. Хитрин Л.Н. Физика горения и взрыва: учеб. пособие [для гос. университетов]/ Хитрин Лев Николаевич/. – Москва: Издательство МГУ, 1957. – 443 с.

3. Шаршанов А.Я. Особенности определения радиуса разлета искр горючих материалов / А.Я. Шаршанов //Проблемы пожарной безопасности. - 2010. – Вып. 27. – С.231-236.

4. Померанцев В.В. Основы практической теории горения: учеб. пособие [для вузов]/В.В. Померанцев, К.М. Арефьев, Д.Б. Ахмедов и др./ . – Л.: Энергоатомиздат, 1986. – 312 с.

nuczu.edu.ua

А.Я. Шаршанов, А.А. Посник

Математичне моделювання розльоту іскор горючих матеріалів

Проведено математичне моделювання розльоту іскор горючих матеріалів. Показано, що горіння в режимі тління суттєво подовжує час існування іскри у якості джерела запалення у порівнянні з негорючими іскрами. Показано існування квазіізотермічного режиму тління падаючої іскри, що підтверджує аналітичну оцінку радіуса розльоту іскор тліючого матеріалу.

Ключові слова: іскра, горючий матеріал, тління, джерело запалення.

A.Ya. Sharshanov, A.A. Posnik

Mathematical modeling of scattering of sparks of combustible materials

Mathematical modeling of scattering of sparks of combustible materials is carried out. It is shown that burning in a decay mode significantly increases time of existence of a spark as an ignition source in comparison with nonflammable sparks. Existence of a quasiisothermal mode of decay of a falling spark that confirms an analytical assessment of radius of scattering of sparks of a smoldering material is shown.

Keywords: spark, combustible material, decay, ignition source.