

О ЗАЖИГАНИИ ПЫЛЕВОГО ОБЛАКА ИСКРОЙ

Е. И. Губин, И. Г. Дик

(Томск)

Искровые источники часто являются причиной возникновения пожара при получении или переработке дисперсных материалов [1]. Изучение процесса воспламенения пылевых облаков еще далеко не завершено [2]. Имеющиеся экспериментальные работы [1, 3—5] зачастую носят описательный характер и не дают количественных зависимостей критической энергии искры от параметров пылегазовой смеси. Теоретические исследования [6—8] проведены при достаточно жестких предположениях и должны быть дополнены учетом ряда существенных обстоятельств.

Возможность возбуждения горения искрой связана прежде всего с тепловым воздействием искрового источника [9]. В связи с этим в качестве искры может выступать как электрический разряд, возникающий в результате трения или разрушения твердой фазы в процессе переработки и транспортирования, так и раскаленные металлические частицы, попадающие в газовзвесь с разрушаемой поверхности [1, 10]. В лабораторных условиях искру обычно моделируют, используя разряд между обкладками конденсатора, включенного в колебательный контур [10—12]. При этом длина разрядного промежутка, как правило, существенно превосходит радиус образовавшегося светящегося очага, поэтому математическую модель в первом приближении можно построить в предположении цилиндрической симметрии.

В настоящее время достаточно хорошо развита теория искрового воспламенения газовых смесей [13—15]. В газовой среде искра воспламеняет узкую зону, непосредственно примыкающую к каналу разряда, где произошло быстрое выделение тепла, и горячие продукты реакции (при достаточно большой энергии искрового источника) обеспечивают распространение горения из первоначального очага.

Допустим, что несущая среда состоит из смеси инертного газа с окислителем и химические реакции идут на поверхности частиц. Если считать объем, заполненный частицами, много меньшим, чем у газа, то вероятность выделения тепла искрой в газе много выше вероятности попадания твердой фазы в очаг искрового разогрева. Это обстоятельство дает возможность представить механизм искрового зажигания газовзвеси следующим образом. Искра выделяет в узком канале газовой среды количество тепла A , которое теплопроводностью отводится из зоны тепловыделения. Через промежуток времени $L^2/a_g \sim N^{-2/3}/a_g$ (L — расстояние между частицами, N — количество частиц в единице объема, a_g — коэффициент температуропроводности газа) тепловая волна начнет прогревать частицы, инициируя химические реакции, тепловое самоускорение которых может привести к сгоранию газовзвеси. Таким образом, твердая фаза на первых этапах развития процесса зажигания служит стоком тепла, а после воспламенения (и перехода в диффузионный режим реагирования) частицы греют газ, который в свою очередь играет роль теплопроводящей среды.

Предположим, что в покоящемся газе равномерно распределены неподвижные частицы радиуса $r_k \ll L$, так что объемная доля частиц мала, хотя массовая, вследствие того, что $\rho_k \gg \rho_g$, может быть значительной (ρ_k и ρ_g — плотности конденсированного вещества частиц и газа соответственно). Пусть на частицах идет гетерогенная химическая реакция простого окисления со значительным тепловыделением. В результате реакции объем частицы уменьшается со скоростью, пропорциональной $r_k^2 c_s k_0 \exp(-E/RT_k)$, и происходит выделение тепла с тепловым эффектом q на единицу сгоревшей массы частиц. Теплообмен частиц с газом будем считать по закону Ньютона с коэффициентом теплоотдачи

$\alpha = \lambda_r/r_k$, что корректно в условиях квазистационарного теплообмена частицы с газом. Считая, что температура в центре нитевидной искры меняется как $T \sim t^{-1}$, найдем, что характерный период возмущения квазистационарности температурного поля вблизи частицы есть $(d \ln T/dt)^{-1} = t$. Характерное время релаксации теплового пограничного слоя у частицы $t_p \approx r_0^2 a_r^{-1}$. Следовательно (в худшем случае), пользоваться квазистационарным коэффициентом теплоотдачи можно через промежуток времени $t > r_0^2 a_r^{-1}$ после искрового разряда. Обычно время воспламенения длится много дольше t_p .

Значение концентрации окислителя на поверхности частицы c_s , определяется из баланса скорости подвода его к поверхности и потребления окислителя в реакции [16]:

$$c_s = \frac{c_\infty}{1 + \frac{k_0}{\beta} \exp(-E/RT_K)}. \quad (1)$$

Здесь c_∞ — концентрация окислителя в объеме газозвеси, которую для упрощения будем считать неизменной (что соответствует предположению об избытке окислителя в смеси); $\beta = D_r/r_k$ — коэффициент массопередачи к частице. Коэффициент диффузии в газе будем считать равным a_r .

Уравнение для температуры частиц T_K запишется в виде

$$\frac{4}{3} \pi c_r \rho_r r_k^3 \frac{dT_K}{dt} = 4\pi r_k^2 q \rho_r c_s k_0 \exp(-E/RT_K) - 4\pi r_k^2 \alpha (T_K - T_r). \quad (2)$$

Убыль массы частицы подчиняется уравнению

$$\frac{4}{3} \pi \rho_k \frac{dr_k^3}{dt} = -4\pi r_k^2 \rho_r c_s k_0 \exp(-E/RT_K). \quad (3)$$

Продукт горения частицы — газ, и условие сохранения массы для газозвеси в целом имеет вид

$$\frac{d}{dt} \left(\rho_r + \frac{4}{3} \pi r_k^3 \rho_k N \right) = 0. \quad (4)$$

В уравнении переноса энергии в газовой фазе, записанном для единицы объема,

$$\begin{aligned} c_r \frac{\partial(\rho_r T_r)}{\partial t} - \lambda_r \frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} \left(x \frac{\partial T_r}{\partial x} \right) = \\ = 4\pi r_k^2 \alpha N (T_K - T_r) - \frac{4}{3} \pi \rho_r c_r T_K N \frac{dr_k^3}{dt}, \end{aligned} \quad (5)$$

правая часть есть следствие взаимодействия твердой фазы и газа. В частности, последний член связан с учетом разницы энтальпий фаз на единицу массы, что легко видеть, переписав (5) с использованием (4),

$$\begin{aligned} c_r \rho_r \frac{\partial T_r}{\partial t} = \lambda_r \frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} \left(x \frac{\partial T_r}{\partial x} \right) + 4\pi r_k^2 \alpha N (T_K - T_r) + \\ + \frac{4}{3} \pi N \rho_k \frac{dr_k^3}{dt} (c_r T_r - c_k T_K). \end{aligned}$$

При $c_r T_r = c_k T_K$ последнее уравнение приобретает традиционную форму [17]. Уравнения (2), (5) записаны без детального рассмотрения процессов переноса тепла вблизи частицы [17, 18].

Принятая модель дает правильное соотношение количеств тепла в твердой и газовой фазах и позволяет найти решение в виде распространяющейся волны горения.

Запишем для (1)–(5) начальные условия:

$$t = 0: T_K = T_0, r_K = r_0, \rho_r = \rho_0, c_s = c_\infty. \quad (6)$$

Начальное распределение температуры газа определяется тепловыделением искрового источника тепла. Следуя [13–15], можно задать функцию тепловыделения в искре в виде δ -функции, но особенность постановки задачи для гетерогенной среды состоит в том, что тепло искры начинает влиять на ход химической реакции через время порядка $t_0 \approx L^2/a_r$. Следовательно, задав распределение температуры газа в виде гауссовой кривой

$$T_r(x, 0) = \frac{A}{4\pi\lambda_r t} \exp\left(\frac{-x^2}{4a_r t}\right) + T_0 \quad (7)$$

в качестве начального условия для (5), положив в (7) $t = t_0$, учтем, что источниковые члены в (5) начинают действовать при $t > t_0$ после искрового разряда. Значение t_0 определено с точностью до коэффициента, но, как показывают расчеты, широкая вариация t_0 (более чем в 10 раз) слабо влияет на определение критической энергии воспламенения искры A_v (не более чем в 2 раза). Заметим, что $t_0 \gg t_p$, и это оправдывает использование ньютоновского описания теплообмена частицы с газом. Граничные условия для (5) имеют вид

$$x = 0 \text{ и } x = \infty: \partial T_r / \partial x = 0. \quad (8)$$

Выше нигде не учтены радиационная составляющая тепловых потоков, что для гетерогенной среды, вообще говоря, немаловажно из-за поглощения излучения твердой фазой.

Что касается излучения искры, то оно быстро становится незначительным по сравнению с кондуктивным потоком тепла. Действительно, если для оценок считать искру «температурным колоколом» от мгновенного источника [10, 19] вида (7), то характерная толщина его $x_1 \approx \sqrt{2a_r t}$ будет расти во времени, вследствие чего кондуктивный тепловой поток из очага уменьшается по закону $q_K = (A/4\pi\sqrt{2e}a_r)t^{-3/2}$. Радиационный поток $q_r = \sigma(A/4\pi\lambda_r t \bar{V}e)^4$ станет меньше кондуктивного по истечении времени $t_r \approx 3 \cdot 10^{-9} (A^2 \sigma^2 a_r / \lambda_r^8)^{1/5}$. Отношение t_r к времени прогрева частицы $t_{II} = r_K^2/a_K$ мало (при $A \approx 10^{-2} \div 10^{-1}$ Дж/м и $r_K = 10^{-5}$ м $t_r/t_{II} \approx 10^{-3} \div 10^{-5}$).

Верхняя оценка для сгоревшей доли частицы за время t_r в предположении диффузионного режима (из-за возможной высокой температуры на поверхности): $\Delta r/r_0 \approx \sqrt{c_\infty \rho_r / \rho_K} \sqrt{a_r t_r / t_{II} a_K}$. Анализ этой величины показывает, что она мала. Излучение, падающее на частицы по мере их удаления от центра, быстро уменьшается и на характерном расстоянии составляет долю $(r_K/L)^2$ от радиационного потока из очага.

Пренебрегать излучением от частиц можно для достаточно мелких фракций. Если считать, что характерная температура горячей частицы имеет величину порядка $T_{K1} = T_0 + (q/c_K) [1 + (c_r/c_K) (3\rho_r/4\pi N \rho_K r_K^3)]^{-1} \approx T_0 + (q/c_r) (4\pi N \rho_K r_K^3 / 3\rho_r)$, то требуемый размер частиц удовлетворяет неравенству $r_K \leq \lambda_r \sigma^{-1} T_{K1}^{-3}$ и для $q = 21 \cdot 10^6$ Дж/кг (древесный уголь) и массовой концентрации твердой фазы 0,1 составляет $\sim 10^{-4}$ м.

Систему (1)–(8) целесообразно привести к безразмерному виду, для чего выбираются следующие масштабы температуры, времени и координаты:

$$T_* = T_0 + q/c_K, t_* = \frac{r_0^2 c_K \rho_K R T_* \exp(E/RT_*)}{3 E q \rho_0 c_\infty t_0}; x_* = \sqrt{a_r t_*}$$

С их помощью безразмерные переменные времени τ , координаты ξ , температуры частиц Θ_K и газа Θ_r , концентрации окислителя на поверхности

частиц c , глубины выгорания η , плотности газа ρ выразим в виде

$$\tau = t/t_*, \quad \xi = x/x_*, \quad \Theta_K = (T_K - T_*)/(RT_*^2/E),$$

$$\Theta_\Gamma = (T_\Gamma - T_*)/(RT_*^2/E), \quad c = c_s/c_\infty, \quad \eta = 1 - (r_K/r_0)^3, \quad \rho = \rho_\Gamma/\rho_0.$$

Безразмерная форма уравнений содержит параметры: энергию искры

$$W = \frac{AE}{4\pi\lambda_\Gamma t_* RT_*^2},$$

тепловой эффект реакции

$$\Theta = \frac{q}{c_K RT_*^2/E},$$

массовую концентрацию твердой фазы

$$k = 4/3 \cdot \pi r_0^3 N \rho_K / \rho_\Gamma,$$

начальный размер частицы

$$\kappa = \frac{E}{RT_*^2} \frac{q \rho_0 c_\infty k_0 \exp(-E/RT_*)}{\lambda_\Gamma} = \frac{\Theta_0 \cdot c_K / c_\Gamma \cdot r_0 c_\infty k_0 \exp(-E/RT_*)}{a_\Gamma},$$

отношение теплоемкостей

$$B = c_K / c_\Gamma,$$

характерный температурный интервал

$$\gamma = RT_*^2/E.$$

Цель работы — нахождение связи $W = W(\Theta_0, k, \kappa, B, \gamma)$ на пределе воспламенения пылегазовой смеси.

Учитывая, что отношение c_K/c_Γ для различных составов меняется слабо, можно не варьировать параметр B . Учет γ , как обычно в теории зажигания [19], носит поправочный характер. Таким образом, наиболее существенны для задачи параметры, определяющие исход воздействия искры на пылегазовую смесь, W , Θ_0 , k , κ . Анализ задачи проводился численными методами с использованием неявной разностной схемы [21] с адаптивными сетками [22], что позволило достаточно экономно провести расчет. Расчетная область параметров $5 \leq |\Theta_0| \leq 15$; $10^{-2} \leq \kappa \leq 0,5$; $5 \cdot 10^{-2} \leq k \leq 0,5$.

На рис. 1 показано изменение во времени температуры частиц, газа, глубины выгорания и концентрации окислителя на поверхности частиц в зоне искрового разряда ($\xi = 0$) при различных значениях энергии искры.

В зависимости от W химическая реакция на частицах может протекать в трех режимах. Если $W < W_b$, то за время остывания искрового канала частицы не успевают прогреться газом достаточно сильно, химическая реакция недостаточно активна, и после выравнивания температур частиц и газа наступает режим квазистационарного теплового равновесия (рис. 1, а). Выгорания частиц и, следовательно, потребления кислорода при этом практически нет. Этот процесс назовем режимом остывания. При $W \geq W_b$ на поверхности частиц активно выделяется тепло химической реакции и к моменту, когда сравниваются температуры частиц и газа, происходит переход химического реагирования в диффузионный режим, о чем свидетельствует резкое уменьшение концентрации кислорода на поверхности частиц (рис. 1, б). Частицы в очаге искрового разряда быстро сгорают, но общее количество тепла должно быть достаточно велико, чтобы возбудить горение в прилегающих к очагу областях. Из рис. 1, б видно, что после сгорания частиц происходит остывание очага за счет оттока тепла в окружающее пространство. Такой режим можно назвать воспламенением с последующим затуханием.

Для данной пылегазовой смеси (т. е. для данного набора параметров Θ_0, k, κ) существует такая энергия зажигания W_b , что при $W \geq W_b$

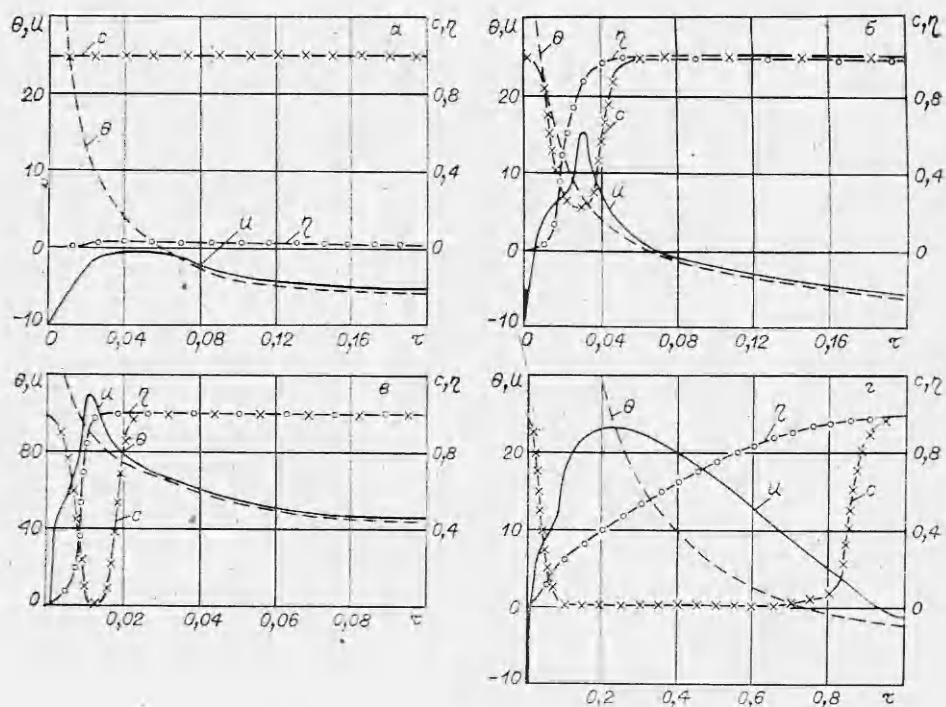


Рис. 1. Зависимость Θ_r , Θ_c , c и η в центре очага от времени при $\Theta_0 = -10$, $\kappa = 0,01$ (а, б, в), $\kappa = 0,5$ (г), $k = 0,05$, $\gamma = 0,025$, $B = 2$, $W = 0,05$ (а), $0,5$ (б), 12 (в), $0,4$ (г).

процесс послойного сгорания после воспламенения не прекращается (рис. 1, в). После выгорания очага температура продуктов сгорания медленно стремится к адиабатическому значению.

Существование трех режимов можно обнаружить и при анализе температурных кривых для газа в центре очага. На рис. 2 показан ход этих температурных кривых для трех значений W , нижнее из которых соответствует остыванию, а верхнее — устойчивому зажиганию. За различными режимами воздействия искры на газозвесь удобно проследить, анализируя профили выгорания $\eta(\xi)$ (рис. 3). Кривые семейства I соответствуют режиму остывания $W < W_b$. При этом максимальное выгорание (в центре очага) не достигает единицы. Линия Iв есть профиль $\eta(\xi)$ при $\tau \rightarrow \infty$.

Кривые семейства II получены при $W_b < W < W_c$. Линия IIв также фиксирует практически «замороженный» профиль $\eta(\xi)$. При $W \geq W_c$ образуется незатухающая волна горения (кривые III).

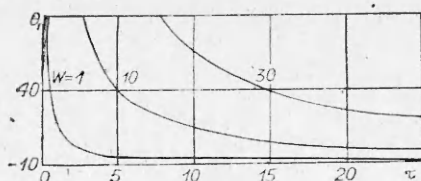


Рис. 2. Изменение температуры газа в центре очага при различных энергиях искры; $\Theta_0 = -10$, $k = 0,5$, $\kappa = 0,02$.

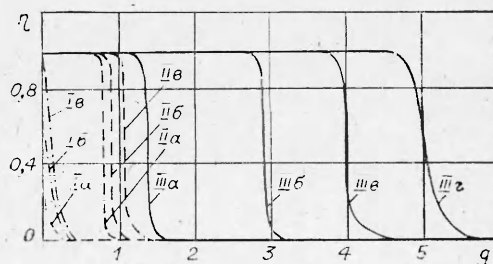


Рис. 3. Профили выгорания для различных энергий искры; $\Theta_0 = -10$, $k = 0,5$, $\kappa = 0,02$. Семейство кривых I соответствует $W = 0,05$, II — $0,5$, III — 25 . $\tau = 0,02$ (Iа), $0,04$ (Iб), $0,09$ (IIа, IIIа), $0,21$ (IIб), $0,79$ (IIIб), $1,79$ (IIIв), $3,89$ (IIIг), ∞ (Iв, IIв).

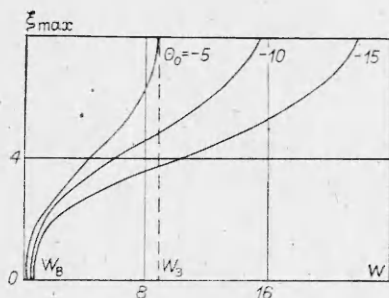


Рис. 4. Максимальный размер выгоревшего объема в зависимости от вводимой энергии искры; $\kappa = 0,02$, $k = 0,5$.

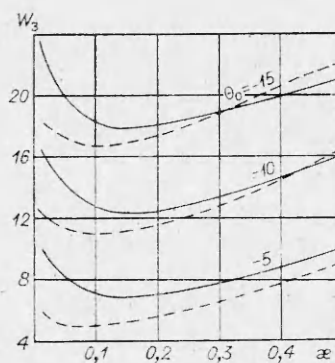


Рис. 5. Критическая энергия зажигания. — $k = 0,5$; - - - $k = 0,05$.

Таким образом, размер выгоревшей области есть функция тепловой энергии искры. Характер этой зависимости при трех значениях Θ_0 показан на рис. 4. Наличие перегиба позволяет дать количественную оценку перехода к режиму устойчивого зажигания. Величину W в точке перегиба на рис. 4 можно считать нижней границей W_3 (более точное значение соответствует вертикальной асимптоте, где $\xi \rightarrow \infty$). W_b , определяемая как энергия, при которой максимальное значение $\eta(0, \tau) = 1$, анализировалась в [7] и в исследованном интервале параметров может быть описана эмпирической формулой

$$W_b = 0,5(\kappa|\Theta_0|)^{0,6}k^{0,05}. \quad (9)$$

Как видно из рис. 4, незначительное превышение W_b ведет к резкому росту выгоревшей области, радиус которой может в несколько раз превысить x_* .

Отклонение значений, получаемых по формуле (9), от результатов численного счета задачи не превышает 8—10%. Для древесного угля, например, минимальная энергия воспламенения A_b , подсчитанная по (9), составляет 10—15 Дж/м (параметры пылегазовой смеси: $r_0 = 10 \cdot 10^{-6}$ м, $c_k = 2449$ Дж/(кг · К), $\rho_k = 250$ кг/м³, $q = 21 \cdot 10^6$ Дж/кг, $k = 0,4$, $E = 21 \cdot 10^4$ Дж/моль, ширина разрядного промежутка бралась равной 5 мм).

Рис. 5 содержит графики функции W_3 от κ при различных значениях Θ_0 и k . Особенно примечательны зависимости $W_3(\kappa)$ и $W_3(k)$: они немонотонны. При заданных массовой концентрации k и параметра Θ_0 существует значение $\kappa = \kappa_{\min}$ (в физических переменных можно интерпретировать существование соответствующего размера частиц r_0), при котором W_3 минимально.

На основании обработки результатов численного счета ряда вариантов задачи можно предложить следующие формулы, аппроксимирующие результаты, полученные на ЭВМ (с точностью 5—7%):

$$\begin{aligned} \kappa_{\min} &= (0,29k - 0,01) + (4,33 - 6,66k)|\Theta_0|10^{-3}, \\ W_{3\min} &= 1,10|\Theta_0| + 3,33k - 0,66. \end{aligned} \quad (10)$$

Как следует из этих формул, нижняя граница пожаробезопасной области энергии искры растет примерно пропорционально массовой доле твердой фазы. Аналогичная зависимость ($r_0 \sim k$) справедлива и для наиболее пожароопасного размера частиц.

При $\kappa > \kappa_{\min}$ (для достаточно большого размера частиц) вследствие слабой интенсивности подвода кислорода к поверхности и меньшей скорости прогресса частиц газом их сгорание, а следовательно, и химическое тепловыделение затруднено. Образование устойчивого очага затянuto (различия в ходе процесса видно из сравнения рис. 1, б и г), вследствие этого тепловая энергия искры успевает рассеяться и критическое зна-

чение ее растет с увеличением κ . Изменение ее при $\kappa > \kappa_{\min}$ подчиняется закономерности (погрешность $\approx 5\%$)

$$W_3 - W_{3\min} = 6,4(\kappa - \kappa_{\min})^{1,4} |\Theta_0|^{0,4}. \quad (11)$$

Для $\kappa < \kappa_{\min}$ более существенным оказывается кинетический фактор. С уменьшением κ падает скорость химической реакции и растет W_3 . По результатам счета при $\kappa < \kappa_{\min}$ (погрешность 8%)

$$W_3 - W_{3\min} = 2,36 \cdot 10^2 (\kappa_{\min} - \kappa)^2 |\Theta_0|^{0,05}. \quad (12)$$

В физических переменных из (9) при заданной массовой доле твердой фазы следует, что $A_3 \sim r_0^{1,6}$. Для достаточно крупных фракций из (11) получим, что $A_3 \sim r_0^{2,4}$ независимо от массовой концентрации, а для мелких частиц $A_3 \approx r_0$.

Имеются экспериментальные данные для гексогеновой пыли [4], согласно которым $A_3 \sim r_0^{2,1}$, что находится между значениями, даваемыми формулами (9) и (11). Для описанных в [4] экспериментов, как и для большинства других аналогичных работ, характерно, что факт зажигания фиксировался по появлению вспышки без наблюдения за формированием устойчивого фронта горения (авторам известна лишь единственная экспериментальная работа [5], где можно увидеть результаты рапидной съемки воспламенения пылегазового облака).

В связи с этим неясно, какую величину (A_3 или A_3) следует сопоставлять с экспериментальными измерениями. По оценке размеры выгоревших объемов при $A \approx A_3$ для типичных значений параметров вполне соизмеримы с размерами камер, используемых в лабораторных экспериментах [12]. Из рис. 5 видно, что при $A = A_3$ размер выгоревшей зоны равен $r_0 \sqrt{\frac{c_K \rho_K}{c_T \rho_T} \kappa^{-1}}$ и для $c_K/c_T = 2$, $\rho_K/\rho_T = 10^{-3}$, $\kappa = 0,4$, $r_0 = 10^{-4}$ м составляет $1,4 \cdot 10^{-2}$ м. Это справедливо и для всей исследованной области параметров.

Заметим, что представленная в данной работе чисто тепловая модель развития горения пылевого облака, воспламененного искрой, не учитывает конвективные течения, развивающиеся по мере роста очага, которые наблюдались в [5].

ЛИТЕРАТУРА

1. И. С. Таубкин, С. И. Таубкин. Пожаро- и взрывобезопасность пылевидных материалов и технологических процессов. М.: Химия, 1976.
2. А. Е. Корольченко, А. И. Баратов. ФГВ, 1979, 15, 5, 146.
3. А. Б. Рыжик. ФГВ, 1978, 14, 6, 53.
4. В. А. Олишвец, В. М. Селиванова. — В кн.: Проблемы технологического горения. Т. II. Черноголовка, 1981.
5. Г. И. Смелков, В. Г. Попов, Н. В. Лавров. Докл. АН СССР, 1971, 196, 4, 876.
6. Е. И. Губин, И. Г. Дик, Е. А. Некрасов и др. — В кн.: Проблемы взрывобезопасности технологических процессов. Тез. докл. Всесоюз. научн.-техн. конф. Северодонецк, 1980.
7. Е. И. Губин, И. Г. Дик. — В кн.: Вопросы прикладной аэрогидромеханики и тепло-массообмена. Томск: Изд-во ТГУ, 1983.
8. Е. И. Губин, И. Г. Дик. Изв. вузов. Физика, 1984, 4, 128.
9. Я. Б. Зельдович, Н. П. Симонов. ЖФХ, 1949, XXIII, 11, 1361.
10. Статическое электричество в химической промышленности/Под ред. Б. И. Сажина. Л.: Химия, 1977.
11. Сэйитиро Кумаган. Горение. М.: Химия, 1979.
12. В. Т. Монахов. Методы исследования пожарной опасности веществ. М.: Химия, 1979.
13. В. В. Виллонов. Докл. АН СССР, 1973, 208, 1, 66.
14. А. М. Гришин, А. П. Субботин. — В кн.: Математическое моделирование аэротермохимических явлений. М.: ВЦ АН СССР, 1974.
15. В. Н. Виллонов, Е. А. Некрасов, В. С. Баушев и др. ФГВ, 1976, 12, 3, 361.
16. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.
17. Е. С. Озеров. — В кн.: Основы теории горения газодисперсных систем. Л.: Изд-во ЛПИ, 1980.

18. Е. С. Озеров.— В кн.: Основы теории воспламенения газодисперсных систем. Л.: Изд-во ЛПИ, 1978.
19. В. Я. Арсенин. Методы математической физики и специальные функции. М.: Наука, 1974.
20. В. Н. Вильюнов. Теория зажигания конденсированных веществ. Новосибирск: Наука, 1984.
21. В. М. Пасконов, В. И. Полежаев, Л. А. Чудов. Численное моделирование процессов тепло- и массообмена. М.: Наука, 1984.
22. Т. П. Ивлева, К. Г. Шкадинский. Информ. бюл. Госфонда алгоритмов и программ СССР, № 1 (27), 1979.

*Поступила в редакцию 1/X 1984,
после доработки — 1/IV 1985*

ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССОВ ИСПАРЕНИЯ НА ЗАЖИГАНИЕ ВЛАЖНОЙ ДРЕВЕСИНЫ В ПОТОКЕ ГАЗООБРАЗНОГО ОКИСЛИТЕЛЯ

Г. Н. Исаков, Г. С. Касьянов

(Томск)

Исследование закономерностей зажигания горючих материалов (в основном полимерных), проведенное в работах [1—4], не затрагивает вопросов влияния испарения влаги на их зажигание в потоке газообразного окислителя, так как влагосодержание было незначительным. Однако при оценке пожароопасных свойств растительных и древесных материалов, имеющих высокую гигроскопичность и обладающих в условиях их применения повышенным влагосодержанием [5, 6], это влияние необходимо учитывать.

В данной работе экспериментально и теоретически изучено влияние процессов испарения на гетерогенное зажигание двух сортов древесных материалов (сосна, береза) с повышенным влагосодержанием в потоке нагретого газообразного окислителя (воздуха).

Некоторые результаты экспериментов и их обсуждение

По методике, подробно изложенной в [2—4], проведены эксперименты по зажиганию древесины сосны и березы в потоке нагретого воздуха. Одновременно измерялись температура поверхности T_w в лобовой критической точке полусферического образца диаметром $12 \cdot 10^{-3}$ м и потеря его массы Δm в зависимости от времени t . Образцы вырезали и обрабатывали в направлении, перпендикулярном волокнам древесины, так как тепловое воздействие на поверхность изделий из древесных материалов при возникновении пожара распространяется в большинстве случаев именно в этом направлении. Исследовали образцы с различными значениями влагосодержания \bar{U} , равномерно распределенного по их толщине. С этой целью их в течение ~ 30 мин выдерживали в атмосфере с заданной влажностью и вынимали непосредственно перед экспериментом.

На рис. 1 приведены осциллограммы записи $T_w(t)$ и $\Delta m(t)$. Видно, что при поверхностном нагреве «сухой» древесины ($\bar{U} \lesssim 0,1$) кривые $T_w(t)$ и $\Delta m(t)$ не имеют каких-либо характерных точек вплоть до начала протекания суммарно-экзотермических реакций, приводящих к зажиганию. И лишь в момент $t_3 \sim 3,4$ с кривые $T_w(t)$ и $\Delta m(t)$ резко изменяются, в частности на зависимости $T_w(t)$ образуется вторая точка перегиба. С увеличением влагосодержания появляются дополнительные точки перегиба, которые указывают на многостадийность процессов испарения влаги в предвоспламенительный период (см. рис. 1, 2, 2', 3, 3'). Так, в диапазоне температур до ~ 410 К влажная древесина нагревается и удаляется влага, адсорбированная в основном на поверхности и со-