

## ИСКРОВОЕ ЗАЖИГАНИЕ ОБЛАКОВ ЖИДКОГО ТОПЛИВА

Для определения области параметров устойчивого зажигания распыленных капель жидкого топлива от искры в тепловых двигателях требуется математическая модель оценки влияния параметров дисперсного материала на величину критической энергии искры [1—4]. Эта же задача (с другой стороны) возникает при решении вопросов пожаро- и взрывобезопасности [5, 6].

В настоящей работе с целью нахождения критической величины энергии, достаточной для выхода на режим устойчивого горения, в рамках теплодиффузионного механизма предложена математическая модель зажигания капельного облака искрой. Предполагается, что искра моделируется мгновенным нитевидным тепловым источником [7], энергия которого идет на прогрев и испарение капель горючего с дальнейшим воспламенением парогазовой смеси. Капли одинакового размера  $r_0$  равномерно (со счетной концентрацией  $N$ ) взвешены в газе. Распределения температуры в капле нет. Испарение капли массой  $m = 4/3 \cdot \pi r^3 \rho_{ж}$  происходит за счет разности парциальных плотностей паров горючего вблизи  $\rho_{п}$  и вдали от капли  $\rho_{\infty}$  [8]

$$\frac{dm}{dt} = -D4\pi r(\rho_{п} - \rho_{\infty}). \quad (1)$$

Концентрация паров горючего  $\eta_{п} = \rho_{п}/\rho_0$  на поверхности капли определяется из уравнения Клапейрона — Клаузиуса [9]

$$\eta_{п} = a/\rho_0 \cdot \exp(-L/RT_{ж}), \quad (2)$$

где  $a$  и  $L$  — константы испарения данного вещества. Между парами капли и окислителем идет следующая брутто-реакция:  $C_1 + C_2 \rightarrow C_3 + Q$ , где индексы 1, 2, 3 — пар, окислитель и продукт реакции соответственно. Изменение теплосодержания капли определяется теплообменом с окружающим газом по закону Ньютона с коэффициентом теплоотдачи  $\alpha = \lambda_r Nu/2r$  и потерей тепла на испарение

$$C_{ж}m \frac{dT_{ж}}{dt} = S\alpha(T_{г} - T_{ж}) + L \frac{dm}{dt}. \quad (3)$$

Уравнение диффузии для концентрации паров горючего  $\eta_{г\infty} = \rho_{г\infty}/\rho_0$  в нагреваемом нитевидной искрой газе в цилиндрической системе координат имеет вид

$$\frac{\partial \eta_{г\infty}}{\partial t} = \frac{D}{x} \frac{\partial}{\partial x} \left( x \frac{\partial \eta_{г\infty}}{\partial x} \right) - \eta_{г\infty} \eta_{0\infty} k_0 e^{-E/RT_{г}} + \bar{N} S \bar{\beta} (\eta_{п} - \eta_{\infty}). \quad (4)$$

В (4)  $\eta_{0\infty} = \rho_{0\infty}/\rho_0$  — концентрация окислителя, который потребляется за счет химической реакции с парами горючего

$$\frac{\partial \eta_{0\infty}}{\partial t} = \frac{D}{x} \frac{\partial}{\partial x} \left( x \frac{\partial \eta_{0\infty}}{\partial x} \right) - \eta_{г\infty} \eta_{0\infty} k_0 e^{-E/RT_{г}}. \quad (5)$$

Разогрев газовой фазы происходит за счет реакции горючего и окислителя с тепловым эффектом  $Q$  на единицу начальной плотности  $\rho_0$  и разности энтальпий фаз

$$C_{г\rho_{г}} \frac{\partial T_{г}}{\partial t} = \frac{\lambda_{г}}{x} \frac{\partial}{\partial x} \left( x \frac{\partial T_{г}}{\partial x} \right) + Q\rho_0 \eta_{г\infty} \eta_{0\infty} k_0 e^{-E/RT_{г}} - S\alpha N (T_{г} - T_{ж}) + (C_{г}T_{г} - C_{ж}T_{ж}) N \frac{dm}{dt}. \quad (6)$$

Увеличение плотности газа идет вследствие прихода продуктов сгорания

$$\frac{d}{dt}(\rho_r + mN) = 0. \quad (7)$$

Начальные условия задачи (1) — (7):

$$m = m_0(r = r_0), \quad \eta_{\text{п}} = \eta_{r\infty} = 0, \quad T_{\text{ж}} = T_0, \quad \rho_r = \rho_0, \quad \eta_{0\infty} = \eta_0. \quad (8)$$

Как и в [7], начальные условия для температуры газа в (6) заданы в виде гауссовой кривой

$$T_r(x, 0) = \frac{W}{4\pi\lambda_r t_1} \exp\left(\frac{-x^2}{4A_r t_1}\right) + T_0, \quad (9)$$

где учтено, что тепло искры начинает влиять на соседние капли через время  $t_1 \sim N^{2/3}/A_r$  ( $A_r$  — коэффициент температуропроводности газа), много меньшего времени зажигания аэрокапельной смеси  $t_3$ . Граничные условия для (4) — (6):

$$x = 0, \infty: \quad \eta'_{0\infty} = \eta'_{r\infty} = T'_r = 0. \quad (10)$$

Приведенная система уравнений дает температуру  $T_+$ , которую приобретут продукты реакции при испарении и полном сгорании капель горючего массовой концентрации  $B$  (при  $t \rightarrow \infty$ )

$$T_+ - T_0 = \frac{Q}{C_r} \frac{B}{1+B} \left(1 - \frac{L}{Q}\right). \quad (11)$$

Ниже расчетами на ЭВМ находится зависимость критической энергии зажигания  $W_{\text{min}}$  от параметров аэрозвеси жидкого горючего.

Для уменьшения параметров задачи в качестве капельного облака рассматривалось углеводородное горючее с характеристиками изооктана, имеющего собственную скорость пламени 31,6 см/с, [10]:  $T_{\text{кин}} = 372$  К,  $L = 2,73 \cdot 10^5$  Дж/кг,  $\rho_{\text{ж}} = 620$  кг/м<sup>3</sup>, коэффициент теплопроводности  $\lambda_{\text{ж}} = 8,1 \cdot 10^{-2}$  Вт/(м·К),  $C_{\text{ж}} = 3,45 \cdot 10^3$  Дж/(кг·К),  $Q = 3,2 \cdot 10^7$  Дж/кг,  $E = 185$  кДж/моль. В качестве окислителя брался воздух. В этом случае величина  $W_{\text{min}}$  будет определяться в зависимости от концентрации кислорода начальным размером капель и  $B = 4\pi r_0^3 \rho_{\text{ж}} N / 3\rho_0$ .

Численно исследовалась система (1) — (10) на сгущающейся в зоне интенсивных химических реакций сетке с автоматическим выбором шага [11]. Анализ сходности результатов дает оценку погрешности, не превышающей 5—7 %.

Для удобства графический материал представлен в безразмерных параметрах, традиционных для теории горения: температура газа  $\Theta_r = (T_r - T_*)E/RT_*^2$ , температура капли  $\Theta_{\text{ж}} = (T_{\text{ж}} - T_*)E/RT_*^2$ , энергия искры  $A = WE/4\pi\lambda_r t_* RT_*^2$ , начальная температура  $\Theta_0 = -QEB_{\text{ст}}/RT_* C_r (1 + B_{\text{ст}})$ , время  $\tau = t/t_*$ , координата  $\xi = x/x_*$ , масштаб координаты  $x_* = \sqrt{A_r t_*}$ , масштаб температуры  $T_* = QB_{\text{ст}}/C_r (1 + B_{\text{ст}}) + T_0$ , масштаб времени  $t_* = C_{\text{ж}} \rho_{\text{ж}} RT_*^2 / EQ\rho_0 k_0 e^{-E/RT_*}$ , размер капли  $\kappa = r_0^3 C_{\text{ж}} \rho_{\text{ж}} / t_* \lambda_r \text{Nu}$ , выгоревший объем капли  $\eta = 1 - (r/r_0)^3$ ;  $\lambda_r$  — коэффициент теплопроводности газа;  $R$  — универсальная газовая постоянная;  $k_0$  — предэкспонент;  $\text{Nu}$  — критерий Нуссельта. Масштаб температуры  $T_*$  взят равным  $T_+$ , исходя из (11) при  $B = B_{\text{ст}}$  ( $B_{\text{ст}}$  — стехиометрическое соотношение изооктана при горении в кислороде (по массе) и в приближении  $L/Q = 0$ ).

Рассмотрим зажигание капель в атмосфере кислорода. В этом случае уравнение (5) можно не рассматривать, положив в дальнейшем  $\eta_{0\infty} = \eta_0 = 1$ , и химическая реакция паров горючего будет протекать в условиях избытка окислителя.

На рис. 1 показано изменение температуры газа, капли, концентрации паров горючего вблизи и вдали от капли, а также изменение выгоревшего объема капли в центре выделения энергии искры от времени при двух значениях  $A$ .

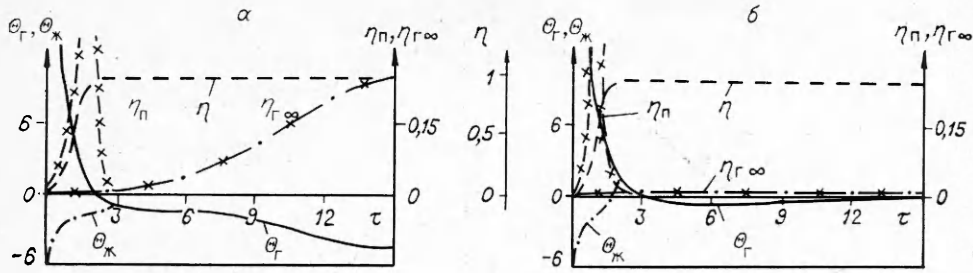


Рис. 1. Изменение  $\Theta_r$ ,  $\Theta_{ж}$ ,  $\eta_p$ ,  $\eta_{г\infty}$ ,  $\eta$  в центре энерговыделения;  $\Theta_0 = -6$ ,  $\kappa = 20$ ,  $r_0 = 10$  мкм,  $B = 0,4$ .

В случае  $A < A_{min}$  (рис. 1, а) энергии искры недостаточно для самораспространяющегося процесса. Капли забирают большую часть тепла искры на прогрев и испарение и температура парогазовой смеси в окрестности  $\xi = 0$  стремится к начальному значению. Концентрация паров горючего вблизи капли  $\eta_p$  с ростом температуры  $\Theta_{ж}$  увеличивается и с исчезновением капли резко падает, сравниваясь с концентрацией горючего  $\eta_{г\infty}$ , причем последняя возрастает со временем вследствие диффузионного подвода компонента из окружающего пространства.

При  $A > A_{min}$  (рис. 1, б) картина качественно иная: энергии искры достаточно для создания установившегося фронта реакции, температура продуктов реакции в центре стремится к своему адиабатическому значению, концентрация паров горючего в окрестности искрового источника с течением времени постоянно уменьшается и стремится к нулю, так как все горючее потребляется во фронте реакции.

Движение фронта горения  $\xi_{\phi}$  (максимума функции тепловыделения) и фронта испарения  $\xi_r$  (координата  $\xi$ , при которой испарилось 90 % от первоначальной массы капли) для тех же параметров, что и на рис. 1, показано на рис. 2. В случае  $A > A_{min}$  фронт горения и фронт испарения движутся в глубь свежей аэрокапельной смеси с равными скоростями. Волна химической реакции, двигаясь по свежему капельному облаку, образует установившийся тепловой фронт, который прогревает холодные капли. Температура последних подтягивается к температуре газа, образуя при этом парогазовую смесь горючего и окислителя с максимумом тепловыделения в той области по  $\xi$ , где заканчивается испарение капли. При энергии искрового источника  $A < A_{min}$ , несмотря на движение фронта испарения, выгоревшая область замораживается из-за недостатка выделившегося тепла в прилегающих областях. Хотя, вследствие относительно малого  $L$  и развивается фронт испарения, устойчивая волна горения из-за большой энергии активации ( $L/E \sim 10^{-1}$ ) не формируется.

Качественно такая же картина взаимодействия искрового источника с облаком жидкого горючего наблюдается и для больших размеров капель.

Из численного эксперимента получена зависимость  $A_{min}$  от размера капель  $\kappa \sim r_0^2$  при разных массовых концентрациях горючего  $\phi = B/B_{ст}$  (рис. 3, а) и зависимости  $A_{min}(\phi)$  для различных дисперсностей аэрокапельного облака (рис. 3, б). Как следует из графического материала, увеличение начального размера капель ведет к росту  $A_{min}$  пропорцио-

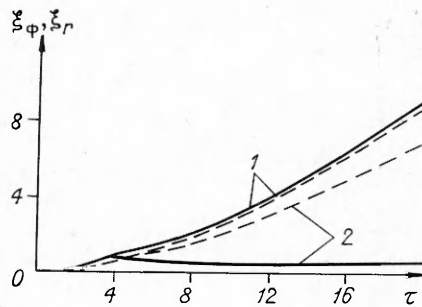


Рис. 2. Распространение фронтов горения  $\xi_{\phi}$  (сплошная линия) и испарения  $\xi_r$  (штриховая) в случаях возникновения устойчивого режима послыдного горения (1) и неудавшегося зажигания (2).

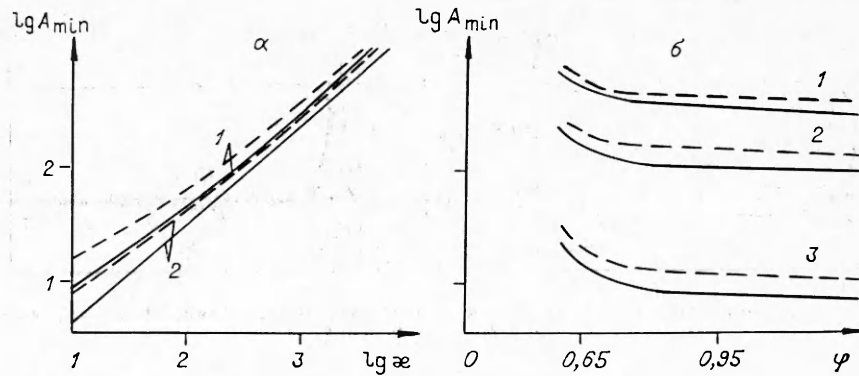


Рис. 3. Влияние начального размера капель (а) и массовой концентрации горючего (б) на минимальную энергию зажигания.  
 —  $\eta_0 = 1$ ; - - -  $\eta_0 = 0,3$ ; а) 1 —  $\varphi = 0,65$ , 2 —  $\varphi = 1$ ; б) 1 —  $\kappa = 2000$  ( $r_0 = 100$  мкм), 2 —  $\kappa = 500$  ( $r_0 = 50$  мкм), 3 —  $\kappa = 20$  ( $r_0 = 10$  мкм).

нально  $r_0$  в степени  $\sim 2$ . Сильное влияние дисперсности на минимальную энергию зажигания объясняется ростом массы капли с увеличением  $r_0$  и затрат тепла на ее испарение. Характерно, что зависимость  $A_{\min} \sim r_0^2$  наблюдается для широкого диапазона изменения  $\varphi$ . Менее выражена зависимость  $A_{\min}$  от массовой концентрации горючего (см. рис. 3, б). Увеличение  $\varphi$  при неизменной дисперсности ведет к снижению минимальной энергии зажигания.

Полученные результаты теоретической модели по влиянию параметров неподвижной капельно-воздушной смеси на минимальную энергию зажигания качественно верно согласуются с приведенными в [1, 4] экспериментальными данными. Опыты по искровому зажиганию капельных облаков изооктана в этих работах проводились в проточной камере сечением  $9 \times 9$  и длиной 31 см для различных  $r_0$  и  $\varphi$ . В частности в экспериментах получено, что  $W_{\min} \sim r_0^3$  (при небольших скоростях потока в проточной камере), а с повышением скорости зависимость  $W_{\min}(r_0)$  доходила до четвертой степени.

Теоретические же оценки в [1, 4] для  $W_{\min}$  от тушающего расстояния  $d_q$ , определяющего объем газового шара, запасенной энергии в котором достаточно для самоподдерживающегося горения, дают зависимость  $W_{\min} \sim d_q^3$ . Можно считать  $d_q$  аналогом оптимального искрового зазора. В [4] показано, что  $d_q \sim r_0$ . С другой стороны, в [12] аналитически получено, что  $W_{\min} \sim r_0^2$ . С нашей точки зрения, математическая модель [4] является достаточно приближенной и полученный на ее основе результат  $W_{\min} \sim r_0^3$  теоретически слабо обоснован. Поскольку эксперименты [4] указывают на снижение чувствительности  $W_{\min}$  к  $r_0$  (со снижением скорости потока), можно предположить, что зависимость  $W_{\min} \sim r_0^2$  будет выполняться для случая неподвижной среды.

При зажигании капельных облаков искрой в атмосфере воздуха необходимо рассматривать математическую модель (1) — (10), полагая для  $\eta_0$  начальную концентрацию кислорода в газе. Порядок реакции по кислороду взят равным единице, а коэффициент диффузии кислорода — равным коэффициенту диффузии паров горючего. Влияние начальной концентрации окислителя на минимальную энергию зажигания как функции начального размера капель

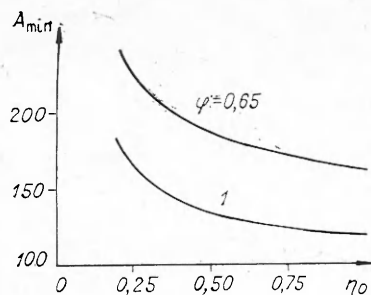


Рис. 4. Влияние начальной концентрации окислителя на минимальную энергию зажигания;  $\kappa = 500$ ,  $r_0 = 50$  мкм.

показано на рис. 3, а (штриховая линия). Уменьшение  $\eta_0$  ведет к росту  $A_{\min}$ . Зависимость  $A_{\min}(\varphi)$  при зажигании в воздухе (см. рис. 3, б) имеет аналогичную качественную картину, как при зажигании в атмосфере кислорода.

Из результатов численного счета (рис. 4), как и из экспериментов [1, 4], видно, что обогащение воздуха ( $\approx 20\% \text{ O}_2$ ) кислородом ведет к уменьшению  $A_{\min}$ , а при  $\eta_0 \rightarrow 1$  получаются те же значения, что и в модели без учета изменения концентрации окислителя в ходе процесса. Величина  $A_{\min}$  падает в 1,5 раза при  $\eta_0 = 1$  (атмосфера кислорода) по сравнению с зажиганием в воздухе ( $\eta_0 = 0,2$ ). Рост массовой концентрации горючего, как и в случае воспламенения облака в кислороде, понижает минимальную энергию зажигания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Лефевр А. Процессы в камерах сгорания в ГТД.— М.: Мир, 1986.
2. Кумагаи Сэйитиро. Горение.— М.: Химия, 1979.
3. Сполдинг Д. Б. Горение и массообмен.— М.: Машиностроение, 1985.
4. Ballal D. R., Lefebvre A. H. // Proc. Roy. Soc. Lond., A., 1978, 364, 277.
5. Монахов В. Т. Методы исследования пожарной опасности веществ.— М.: Химия, 1979.
6. Розловский А. И. Научные основы взрывобезопасности при работе с горючими газами и парами.— М.: Химия, 1972.
7. Губин Е. И., Дик И. Г. ФГВ, 1986, 22, 2, 10.
8. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Термодинамика и молекулярная физика.— М.: Наука, 1979.
9. Озеров Е. С. Основы теории горения газодисперсных систем: Учеб. пособие.— Л., 1980.
10. Сборник задач по теории горения: Учеб. пособие/Под ред. В. В. Померанцева.— Л.: Энергоатомиздат, 1983.
11. Ивлева Т. П., Шкадинский К. Г. Информ. бюл. Госфонда алгоритмов и программ СССР, 1979, 1(27).
12. Льюис Б., Эльбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах.— М.: ИЛ, 1948.

г. Томск

Поступила в редакцию 22/VII 1988

УДК 536.46 : 536.33

К. В. Добрего, С. А. Жданок

### ЗАЖИГАНИЕ ИЗЛУЧАЮЩЕГО ГАЗА НАКАЛЕННОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

Задача о зажигании горячей поверхностью — это классическая задача теории зажигания, имеющая широкий круг практических применений: воспламенение ВВ, взрывобезопасность химических производств и др. Она исследовалась приближенными аналитическими [1], численными [2, 3] и комбинированными [4] методами. Если газовая среда испускает и поглощает излучение, то задача о зажигании приобретает существенные особенности, которые, насколько известно авторам, в литературе не обсуждались. В работе рассмотрены особенности решения таких задач. В случае оптически тонкой среды основные характеристики процесса находятся аналитически и численно.

#### Особенности зажигания излучающего газа

Уравнение баланса энергии в излучающей и поглощающей среде имеет вид

$$c_p \frac{\partial T}{\partial t} \nabla \lambda \nabla T + Qz \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) - \operatorname{div} S, \quad (1)$$