

# О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ОДНОМЕРНОЙ МОДЕЛИ ПРИ ЧИСЛЕННОМ АНАЛИЗЕ ПРОЦЕССА ЗАЖИГАНИЯ ЖИДКОГО КОНДЕНСИРОВАННОГО ВЕЩЕСТВА ОДИНОЧНОЙ НАГРЕТОЙ ЧАСТИЦЕЙ

Г. В. Кузнецов, П. А. Стрижак

Томский политехнический университет, 634050 Томск, pavelspa@tpu.ru

Проведено сопоставление результатов анализа закономерностей зажигания жидкого конденсированного вещества одиночной, нагретой до высоких температур частицей, выполненного с использованием одномерной и двумерной моделей. Определены времена задержки зажигания и масштабы влияния теплосодержания источника энергии.

Ключевые слова: зажигание, жидкое конденсированное вещество, нагретая частица, время задержки зажигания, одномерная и двумерная модели.

## ВВЕДЕНИЕ

Для исследования сложных комплексов физико-химических процессов, протекающих при зажигании конденсированных веществ различными источниками энергии, достаточно часто используется численное моделирование [1–5]. При этом одной из приоритетных задач является обоснование применимости теоретической модели к описанию реальных процессов (ее адекватности).

Анализ процессов зажигания жидких топлив нагретыми до высоких температур частицами различной физической природы выполнен в [6, 7] на базе двумерных моделей, учитывающих основные значимые факторы (формирование парового зазора между частицей и жидкостью, частичное погружение источников нагрева в жидкость, диффузия и конвекция паров горючего и др.). Влияние температуры, размеров и теплофизических характеристик частиц на параметры зажигания проанализировано также в рамках двумерных постановок [6, 7]. Для определения роли процессов тепло- и массопереноса по третьей координате, не учитываемых в задачах [6, 7], разработана пространственная модель [8]. Однако каждая из моделей [6–8] является достаточно сложной, и требуются большие ресурсы времени для их численной реализации.

В то же время нередко для прогностического анализа процессов зажигания необходимы относительно простые модели, не тре-

бующие применения мощных вычислительных комплексов и больших ресурсов времени. Целесообразно создание таких моделей и для решения задач зажигания жидких конденсированных веществ локальными источниками энергии.

Цель настоящей работы — разработка упрощенной одномерной модели зажигания жидкого конденсированного вещества разогретой частицей.

## ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Процесс зажигания жидкого горючего вещества одиночной, нагретой до высоких температур частицей рассматривался в рамках схем, представленных на рис. 1, 2. (Нумерация в схемах соответствует принятым в формулах ин-

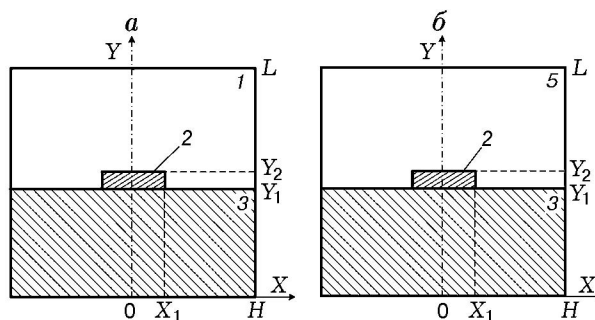


Рис. 1. Схема области решения задачи зажигания в двумерной постановке при  $\tau = 0$  (а) и при  $0 < \tau < \tau_d$  (б):

1 — воздух, 2 — частица, 3 — жидкость, 5 — парогазовая смесь

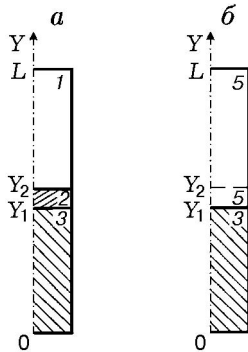


Рис. 2. Схема области решения задачи зажигания в одномерной постановке при  $\tau = 0$  (а) и  $0 < \tau < \tau_d$  (б):

1 — воздух, 2 — частица, 3 — жидкость, 5 — парогазовая смесь

дексам.) Предполагалось, что в начальный момент времени ( $\tau = 0$ ) разогретая частица находится на поверхности конденсированного вещества (рис. 1, а, рис. 2, а). В качестве жидкого горючего вещества рассматривалось типичное жидкое топливо — керосин, а в качестве источника зажигания — углеродистая частица. Такие частицы характеризуются относительно низкой плотностью и достаточно высокой пористостью. Поэтому предполагалось, что источник нагрева не погружается в топливо, а на границе «частица — жидкость» обеспечивается идеальный контакт.

Следует отметить, что точно смоделировать форму типичных локальных источников энергии (разогретых частиц) сложно. Как правило, горячие частицы, образующиеся в ряде технологических процессов и являющиеся продуктами сгорания типичных горючих материалов (древесина, уголь), имеют форму неправильных многогранников с характерными размерами  $10^{-6} \div 10^{-2}$  м и находятся в твердом, реже в жидком агрегатном состоянии [9, 10]. Для таких частиц характерен интервал температур  $700 \div 2000$  К [9, 10]. В рамках решаемых задач в качестве источника энергии приняты одиночные частицы в форме параллелепипеда малых размеров ( $h_p = 0.001 \div 0.006$  м,  $l_p = 0.002$  м). Такая форма частицы позволяет достаточно просто описывать условия контакта источника нагрева и жидкости, а также сопоставлять одномерные и двумерные модели.

Принята следующая схема изучаемого процесса. За счет энергии частицы горячая жидкость разогревается и испаряется. Вслед-

ствие этого возрастает концентрация паров горючего в газовой фазе вблизи поверхности жидкости. В результате теплообмена частица с парогазовой смесью последняя разогревается. При достижении критических температур и концентраций паров горючего формирующаяся парогазовая смесь воспламеняется.

В рассматриваемых моделях (см. рис. 1, 2) приняты традиционные условия воспламенения [1]:

- 1) тепло, выделяемое в результате химической реакции паров горючего с окислителем, больше тепла, передаваемого от частицы жидкому конденсированному веществу и парогазовой смеси;
- 2) температура парогазовой смеси превышает начальную температуру частицы.

### МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА И МЕТОД РЕШЕНИЯ

Для двумерной модели (см. рис. 1, б) система уравнений в безразмерных переменных, описывающая исследуемый процесс зажигания, имела следующий вид ( $0 < \tau < \tau_d$ ):

— уравнение Пуассона ( $X_1 < X < H$ ,  $Y_1 < Y < Y_2$ ;  $0 < X < H$ ,  $Y_2 < Y < L$ ):

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} = \Omega; \quad (1)$$

— уравнение движения парогазовой смеси ( $X_1 < X < H$ ,  $Y_1 < Y < Y_2$ ;  $0 < X < H$ ,  $Y_2 < Y < L$ ):

$$\begin{aligned} \frac{1}{Sh} \frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Omega}{\partial X} + V \frac{\partial \Omega}{\partial Y} = \\ = \frac{1}{Re_5} \left[ \frac{\partial^2 \Omega}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial Y^2} \right] + \frac{Gr_5}{Re_5^2} \frac{\partial \Theta_5}{\partial X}; \end{aligned} \quad (2)$$

— уравнение энергии ( $X_1 < X < H$ ,  $Y_1 < Y < Y_2$ ;  $0 < X < H$ ,  $Y_2 < Y < L$ ):

$$\begin{aligned} \frac{1}{Sh} \frac{\partial \Theta_5}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Theta_5}{\partial X} + V \frac{\partial \Theta_5}{\partial Y} = \\ = \frac{1}{Re_5 Pr_5} \left[ \frac{\partial^2 \Theta_5}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta_5}{\partial Y^2} \right] + Sr_1; \end{aligned} \quad (3)$$

— уравнение диффузии паров горючего в воздухе ( $X_1 < X < H$ ,  $Y_1 < Y < Y_2$ ;  $0 < X < H$ ,  $Y_2 < Y < L$ ):

$$\frac{1}{Sh} \frac{\partial C_f}{\partial \tau} + U \frac{\partial C_f}{\partial X} + V \frac{\partial C_f}{\partial Y} =$$

$$= \frac{1}{\text{Re}_4 \text{Sc}_4} \left[ \frac{\partial^2 C_f}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 C_f}{\partial Y^2} \right] - \text{Sr}2; \quad (4)$$

— уравнение баланса ( $X_1 < X < H$ ,  $Y_1 < Y < Y_2$ ;  $0 < X < H$ ,  $Y_2 < Y < L$ ):

$$C_f + C_{ox} = 1; \quad (5)$$

— уравнение теплопроводности для частицы ( $0 < X < X_1$ ,  $Y_1 < Y < Y_2$ ):

$$\frac{1}{\text{Fo}_2} \frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial Y^2}; \quad (6)$$

— уравнение теплопроводности для жидкости ( $0 < X < H$ ,  $0 < Y < Y_1$ ):

$$\frac{1}{\text{Fo}_3} \frac{\partial \Theta_3}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_3}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta_3}{\partial Y^2}. \quad (7)$$

Здесь  $\text{Sr}1$ ,  $\text{Sr}2$  — безразмерные комплексы,  $\text{Sr}1 = \frac{Q_{ox} W_{ox} L}{\rho_5(T) c_5(T) \Delta T V_m}$ ,  $\text{Sr}2 = \frac{L W_{ox}}{\rho_4(T) V_m}$ ;  $\tau$  — безразмерное время;  $\tau_d$  — безразмерное время задержки зажигания,  $\tau_d = t_d/t_m$ ;  $t_d$  — время задержки зажигания, с;  $t_m$  — масштаб времени, с;  $X$ ,  $Y$  — безразмерные координаты (см. рис. 1), соответствующие размерным величинам  $x$ ,  $y$ ;  $h$ ,  $l$  — характерные размеры области решения в проекции на оси  $x$ ,  $y$ , м;  $H$ ,  $L$  — безразмерные аналоги  $h$ ,  $l$  ( $H = h/l$ ,  $L = l/l = 1$ );  $\Psi$  — безразмерный аналог функции тока;  $\Omega$  — безразмерный аналог вектора вихря скорости;  $\text{Sh}$  — число Струхала;  $U$ ,  $V$  — безразмерные составляющие скорости паров горючего в проекции на оси  $X$ ,  $Y$ ,  $V = v/V_m$ ,  $U = u/V_m$ ;  $\text{Re}$  — число Рейнольдса;  $\text{Gr}$  — число Грасгофа;  $\text{Pr}$  — число Прандтля;  $\Theta$  — безразмерная температура,  $\Theta = T/T_m$ ;  $Q_{ox}$  — тепловой эффект реакции окисления паров горючего в воздухе, МДж/кг;  $W_{ox}$  — массовая скорость окисления паров горючего в воздухе, кг/(м<sup>3</sup>·с);  $\rho$  — плотность, кг/см<sup>3</sup>;  $c$  — удельная теплоемкость, Дж/(кг·К);  $T$  — температура, К;  $\Delta T = T_m - T_0$  — разность температур, К;  $T_m$  — масштаб температуры, К;  $T_0$  — начальная температура жидкости и воздуха, К;  $T_p$  — начальная температура частицы, К;  $V_m$  — масштаб скорости конвекции паров горючего, м/с;  $C_f$  — массовая концентрация паров горючего в парогазовой смеси;  $C_{ox}$  — массовая концентрация окислителя в парогазовой смеси;  $\text{Sc}$  —

число Шмидта;  $\text{Fo}$  — число Фурье; индекс 1 соответствует воздуху, 2 — частице, 3 — горючей жидкости, 4 — парам горючего вещества, 5 — парогазовой смеси.

Объемные доли компонентов парогазовой смеси вычисляли по соотношениям

$$\varphi_1 = \frac{C_{ox}/\rho_1(T)}{C_{ox}/\rho_1(T) + C_f/\rho_4(T)},$$

$$\varphi_1 + \varphi_4 = 1.$$

Теплофизические характеристики рассчитывали по формулам

$$\lambda_5(T) = \lambda_1(T)\varphi_1 + \lambda_4(T)\varphi_4,$$

$$c_5(T) = c_1(T)\varphi_1 + c_4(T)\varphi_4,$$

$$\rho_5(T) = \rho_1(T)\varphi_1 + \rho_4(T)\varphi_4,$$

где  $\lambda$  — теплопроводность, Вт/(м·К).

Начальные ( $\tau=0$ ) условия (см. рис. 1,а):  $\Theta = \Theta_p$  при  $0 < X < X_1$ ,  $Y_1 < Y < Y_2$ ;  $\Theta = \Theta_0$  при  $0 < X < H$ ,  $0 < Y < Y_1$ ;  $\Omega = 0$ ,  $\Psi = 0$ ,  $C_f = 0$ ,  $\Theta = \Theta_0$  при  $X_1 < X < H$ ,  $Y_1 < Y < Y_2$ ;  $0 < X < H$ ,  $Y_2 < Y < L$ .

Граничные условия (см. рис. 1,б): на границах «частица — парогазовая смесь» ( $X = X_1$ ,  $Y_1 < Y < Y_2$ ;  $0 < X < X_1$ ,  $Y = Y_2$ ) для уравнений энергии и теплопроводности принимали граничные условия четвертого рода, для уравнений диффузии, движения, Пуассона — условие равенства нулю градиентов соответствующих функций; на границах «жидкость — парогазовая смесь» ( $X_1 < X < X_2$ ,  $Y = Y_1$ ) и «частица — жидкость» ( $0 < X < X_1$ ,  $Y = Y_1$ ) для уравнения энергии задавали граничные условия четвертого рода с учетом испарения жидкости, для уравнений диффузии, движения, Пуассона — граничные условия второго рода; на оси симметрии и границах ( $X = H$ ,  $0 < Y < L$ ;  $Y = 0$ ,  $0 < X < H$ ;  $Y = L$ ,  $0 < X < H$ ) для всех уравнений принято условие равенства нулю градиентов соответствующих функций.

Для перехода к безразмерным переменным в качестве масштабных использовали следующие величины:  $l$  — характерный размер области решения,  $l = 0.02$  м;  $V_m$  — масштаб скорости конвекции паров горючего вблизи поверхности жидкости, м/с;  $t_m$  — масштаб времени,  $t_m = 1$  с;  $T_m$  — масштаб температуры,  $T_m = 1000$  К. Величины  $V_m$ ,  $W_{ox}$  и безразмерные комплексы  $\text{Sh}$ ,  $\text{Sc}$ ,  $\text{Fo}$ ,  $\text{Gr}$ ,  $\text{Pr}$ ,  $\text{Re}$  определяли по выражениям, представленным в [6–8].

Следует отметить, что наибольшую сложность при постановке задачи вызывают учет теплоотвода от частицы по поперечной координате ( $X$ ) и прогрев в этом направлении парогазовой смеси.

Задачу зажигания на базе одномерной модели решали в два этапа. На первом этапе решение проводилось в системе, представленной на рис. 2,а. Условием окончания вычислений было достижение массовой скоростью испарения жидкости стационарного значения в точке  $Y = Y_1$ . По завершении первого этапа решение продолжалось в системе, представленной на рис. 2,б. На втором этапе решения задачи начальные значения температуры, концентрации горючего, функции тока и других характеристик принимали равными конечным значениям этих параметров на первом этапе (на участке  $Y_1 < Y < Y_2$  принимали равными средним значениям на участке  $Y_2 < Y < 1$ ). Распределение  $\Theta_2$  на участке  $Y_1 < Y < Y_2$ , характеризующее изменение температуры частицы относительно  $\Theta = \Theta_p$  к моменту окончания решения первой части одномерной задачи, использовалось для решения уравнения энергии во второй части при описании перетока теплоты по поперечной координате  $X$ . Основным допущением такого приближения являлось предположение о том, что пары жидкости проходят в зону воспламенения вдоль боковых поверхностей остывающей частицы.

Для одномерной модели система уравнений, описывающая исследуемый процесс зажигания, в безразмерных переменных на первом этапе решения (рис. 2,а) имела следующий вид: — уравнение Пуассона ( $Y_2 < Y < 1$ ):

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} = \Omega; \quad (8)$$

— уравнение движения парогазовой смеси ( $Y_2 < Y < 1$ ):

$$\frac{1}{\text{Sh}} \frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + V \frac{\partial \Omega}{\partial Y} = \frac{1}{\text{Re}_5} \frac{\partial^2 \Omega}{\partial Y^2} + \frac{\text{Gr}_5}{\text{Re}_5^2} \frac{\partial \Theta_5}{\partial Y}; \quad (9)$$

— уравнение энергии ( $Y_2 < Y < 1$ ):

$$\frac{1}{\text{Sh}} \frac{\partial \Theta_5}{\partial \tau} + V \frac{\partial \Theta_5}{\partial Y} = \frac{1}{\text{Re}_5 \text{Pr}_5} \frac{\partial^2 \Theta_5}{\partial Y^2} + \text{Sr}1; \quad (10)$$

— уравнение диффузии паров горючего в воздухе ( $Y_2 < Y < 1$ ):

$$\frac{1}{\text{Sh}} \frac{\partial C_f}{\partial \tau} + V \frac{\partial C_f}{\partial Y} = \frac{1}{\text{Re}_4 \text{Sc}_4} \frac{\partial^2 C_f}{\partial Y^2} - \text{Sr}2; \quad (11)$$

— уравнение баланса ( $Y_2 < Y < 1$ ):

$$C_f + C_{ox} = 1; \quad (12)$$

— уравнение теплопроводности для частицы ( $Y_1 < Y < Y_2$ ):

$$\frac{1}{\text{Fo}_2} \frac{\partial \Theta_2}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_2}{\partial Y^2}; \quad (13)$$

— уравнение теплопроводности для жидкости ( $0 < Y < Y_1$ ):

$$\frac{1}{\text{Fo}_3} \frac{\partial \Theta_3}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta_3}{\partial Y^2}. \quad (14)$$

На втором этапе решения задачи (см. рис. 2,б) для парогазовой смеси при  $Y_2 < Y < 1$  уравнения Пуассона, движения, энергии, диффузии и баланса записывали аналогично (8)–(12). Уравнение теплопроводности для жидкости ( $0 < Y < Y_1$ ) имело вид (14).

При  $Y_1 < Y < Y_2$  уравнения Пуассона, движения, диффузии и баланса записывали аналогично (8), (9), (11), (12). В уравнении энергии для парогазовой смеси учитывался переток по координате  $X$ :

$$\begin{aligned} \frac{1}{\text{Sh}} \frac{\partial \Theta_5}{\partial \tau} + V \frac{\partial \Theta_5}{\partial Y} = \\ = \frac{1}{\text{Re}_5 \text{Pr}_5} \frac{\partial^2 \Theta_5}{\partial Y^2} + \text{Sr}1 + \text{Sr}3, \end{aligned} \quad (15)$$

где  $\text{Sr}3$  — безразмерный комплекс, характеризующий переток энергии по координате  $X$ ,  $\text{Sr}3 = \frac{L}{\rho_5(T)c_5(T)\Delta T V_m} \frac{\alpha(T_2^* - T_5)}{d^*}$ ;  $T_2^*$  — температура частицы на участке  $Y_1 < Y < Y_2$ , вычисленная на первом этапе решения одномерной задачи;  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи, Вт/(м<sup>2</sup>·К);  $d^*$  — поперечный характерный размер,  $d^* = h_p$ ;  $h_p$  — характерный размер частицы в проекции на ось  $x$ , м.

Коэффициент теплоотдачи при течении паров горючего вдоль боковой грани частицы определяли по формуле [11]

$$\alpha = \frac{\lambda_5(T)}{l_p} \text{Nu},$$

где  $\text{Nu}$  — число Нуссельта,  $\text{Nu} = 0.021 \text{Re}^{0.8} \text{Pr}^{0.43}$  [11].

Следует отметить, что начальные и граничные условия для одномерной задачи выставлялись аналогично двумерной.

Системы уравнений, описывающие процессы зажигания жидкого топлива разогретой частицей в рамках рассматриваемых моделей (см. рис. 1, 2), решали методом конечных разностей [10]. При этом разностные аналоги дифференциальных уравнений (1)–(14) решали локально-одномерным методом [12]. Одномерные разностные уравнения решали методом прогонки с использованием неявной четырехточечной схемы [12], нелинейные уравнения — методом итераций [13]. Достоверность полученных результатов определяли проверкой консервативности разностной схемы, алгоритм которой приведен в [6].

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

При решении задач зажигания в рассматриваемых системах (см. рис. 1, 2) использовали следующие параметры [14–18]: начальные температуры жидкого топлива и воздуха  $\Theta_0 = 0.3$ , частицы —  $\Theta_p = 0.9 \div 1.2$ ; тепловой эффект окисления паров жидкого вещества в воздухе  $Q_{ox} = 43.8$  МДж/кг; тепловой эффект испарения жидкости  $Q_e = 261$  кДж/кг; энергия активации реакции окисления  $E = 190$  кДж/моль; предэкспоненциальный множитель для определения массовой скорости окисления паров горючего  $k_0 = 7 \cdot 10^7$  с<sup>-1</sup>; размеры области решения  $h = 0.01$  м,  $l = 0.02$  м; размеры частицы  $h_p = 0.001 \div 0.006$  м,  $l_p = 0.002$  м; толщина пленки жидкого топлива  $y_1 = 0.009$  м. Теплофизические характеристики взаимодействующих веществ взяты из [15–18].

Для сравнения двумерной (см. рис. 1) и одномерной (см. рис. 2) моделей в качестве анализируемой характеристики исследуемого процесса выбрано время задержки зажигания  $\tau_d$ .

Ранее установлено [6–8], что на время задержки зажигания горючих жидкостей главным образом влияет энергетический запас источников нагрева — разогретых частиц. Эта характеристика, в свою очередь, определяется начальной температурой, размерами и теплофизическими характеристиками частиц. Из выделенных факторов наибольшее влияние на теплосодержание источника и, как следствие, на инерционность зажигания оказывает начальная температура источника [6–8]. Поэтому при сравнении времен задержки зажигания, определенных по одномерной ( $\tau_d^{**}$ ) и двумерной моделям ( $\tau_d^*$ ), начальная температура частицы  $\Theta_p$  варьировалась (таблица).

Времена задержки зажигания в системе «частица — жидкое топливо — воздух» в зависимости от начальной температуры источника нагрева

$\Theta_p$	$\tau_d^*$	$\tau_d^{**}$	$\Delta$ , %
1.20	0.163	0.194	15.9
1.15	0.182	0.221	17.6
1.10	0.217	0.268	19.1
1.05	0.281	0.360	21.9
1.00	0.471	0.616	23.7
0.95	0.937	1.281	26.8
0.90	Нет зажигания	Нет зажигания	—

Из таблицы видно, что отклонения ( $\Delta$ ) времен задержки зажигания  $\tau_d^*$  и  $\tau_d^{**}$  в достаточно большом диапазоне начальной температуры источника энергии не превышают 27 %. При этом минимальное значение отклонения составляет 15.9 % (при  $\Theta_p = 1.2$ ).

Полученная зависимость отклонений  $\Delta$  от  $\Theta_p$  (см. таблицу) позволяет сделать вывод, что при повышении начальной температуры источника энергии значения  $\Delta$ , вычисленные по двумерной и одномерной моделям, уменьшаются. Это обусловлено тем, что при увеличении  $\Theta_p$  инерционность стадий процесса зажигания уменьшается. В таких условиях характерные времена этих стадий, рассчитанные по обеим моделям, отличаются незначительно. При понижении же  $\Theta_p$  процесс зажигания замедляется. Особенно следует отметить стадии прогрева и испарения горючей жидкости. Так как в двумерной модели учитываются нагрев и испарение жидкости не только в области под частицей, но и вблизи боковых граней источника нагрева, то тепло- и массоперенос проходит интенсивнее, чем в случае одномерной модели.

При анализе закономерностей процессов зажигания веществ нагретым телом достаточно часто используется параметр Франк-Каменецкого [19]

$$Fk = \frac{Qk_0Er^2}{\lambda RT_s^2} \exp \left[ -\frac{E}{RT_s} \right], \quad (16)$$

где  $r$  — характерный размер горячей поверхности, м;  $T_s$  — температура вещества, при которой химическая реакция окисления наиболее существенна, К.

В рассматриваемых системах (см. рис. 1, 2) в качестве определяющего размера греющей поверхности можно использовать размер частицы  $h_p$ , характеризующий площадь ее контакта с воспламеняемым веществом. Анализ зажигания жидких веществ локальными источниками энергии [6–8] показывает, что для таких процессов температурой, при которой химическая реакция окисления наиболее существенна, является температура источника нагрева (температура частицы  $T_p$ ). Для систем с массивным нагретым телом в качестве такой температуры, как правило, используется температура воспламенения вещества. При этом параметр  $Fk$  характеризует только масштабы влияния размеров нагретого тела ( $Fk = f(r)$ ). Для локальных источников энергии, в частности для разогретой частицы,  $Fk = f(h_p, T_p)$ . Зависимости  $\tau_d^*$  и  $\tau_d^{**}$  от  $\Theta_p$  (см. таблицу) показывают, что отклонения  $\Delta$  максимальны в области относительно низких температур ( $\Theta_p < 1$ ). Поэтому интерес представляет установление масштабов влияния  $Fk$  на  $\tau_d^*$  и  $\tau_d^{**}$  при  $\Theta_p < 1$ . Типичные результаты исследований приведены на рис. 3.

Видно, что параметр  $Fk$  с увеличением размера частицы возрастает. При этом кривые 1, 2 сближаются и отклонения  $\Delta$  при  $Fk > 200$  не превышают 5%. Установленная особенность показывает, что в области относительно больших размеров частиц ( $h_p > 0.006$  м) расчеты по одномерной и двумерной моделям дают очень близкие результаты. Следует отметить, что масштабы увеличения  $Fk$  с ростом  $h_p$  определяются значениями  $\Theta_p$ . Так, например, при  $\Theta_p = 1$  и варьировании размера частицы в интервале  $0.001 < h_p < 0.006$  м пара-

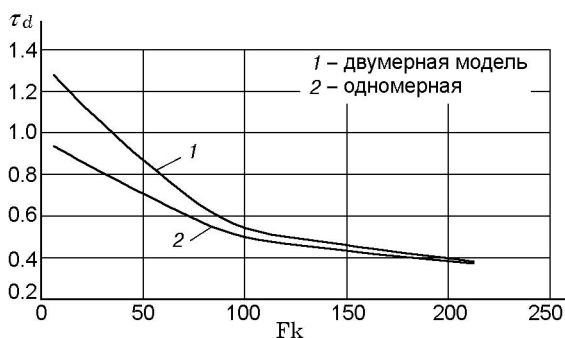


Рис. 3. Зависимость времени задержки зажигания от параметра Франк-Каменецкого при  $\Theta_p = 0.95$

метр  $Fk$  увеличивается от 18.3 до 660.2. При  $\Theta_p = 0.95$  этот параметр находится в диапазоне  $5.9 < Fk < 212.4$ .

Не менее важным параметром процесса зажигания жидких конденсированных веществ является расположение зоны воспламенения относительно поверхности испаряющейся жидкости и источника энергии. Все жидкости зажигаются и горят в газовой фазе [18]. В зависимости от параметров источника нагрева, воспламеняемой жидкости и внешней среды удаленность этой зоны от границы испарения существенно изменяется. Определив расположение зоны воспламенения, градиенты температур и концентраций горючего вблизи этой зоны, можно установить оптимальные параметры процесса для реализации условий воспламенения и, наоборот, предельные значения этих параметров, при которых зажигание не происходит. Интерес представляет определение координат зоны воспламенения в рамках одномерной модели, для которой в неявной форме представлена граница «частица — парогазовая смесь» (см. рис. 2, б).

Анализ, выполненный в [6–8], показал, что в зависимости от теплосодержания одиночных разогретых частиц могут реализовываться три режима зажигания жидких конденсированных веществ. Первый из них характеризуется расположением зоны воспламенения в газовой фазе над разогретой частицей. Во втором режиме зажигания зона воспламенения формируется вблизи боковой грани частицы. Третий режим реализуется при частичном погружении металлических частиц, разогретых до температур выше 1500 К, в жидкость. Зона воспламенения расположена в области парового зазора между источником нагрева и испаряющимся топливом.

На рис. 4 представлены изотермы области решения двумерной задачи в момент воспламенения. Видно, что зона воспламенения располагается вблизи верхней грани частицы. Реализуется первый режим зажигания. Неочевидное на первый взгляд расположение зоны воспламенения обусловлено тем, что при  $\Theta_p = 1$  теплосодержания источника недостаточно для зажигания топлива вблизи нижней грани частицы. Только после дополнительного разогрева паров горючего за счет теплоотвода от боковых граней частицы формируются области с относительно высокими концентрацией горючего и температурой. Над частицей достигаются кри-

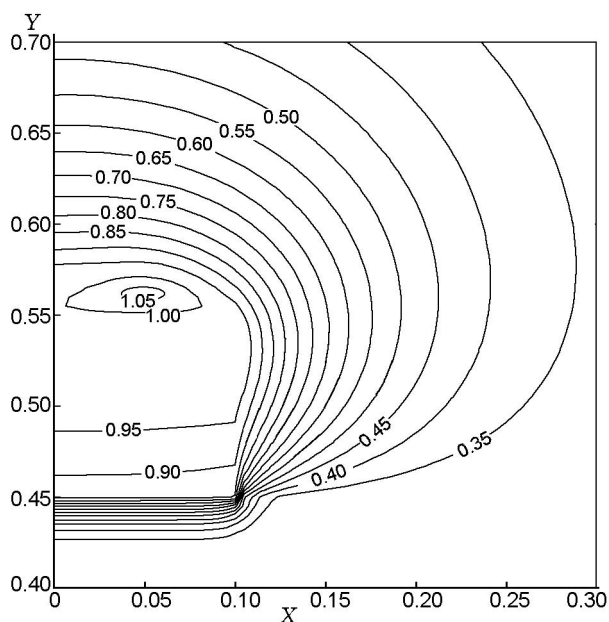


Рис. 4. Изотермы, полученные по двумерной модели, в момент воспламенения ( $\tau_d = 0.471$ ) при  $\Theta_p = 1$ ,  $H_p = 0.05$ ,  $L_p = 0.1$

тические температуры, при которых парогазовая смесь воспламеняется.

На рис. 5 представлено распределение температуры в области решения одномерной задачи в момент воспламенения при условиях, ана-

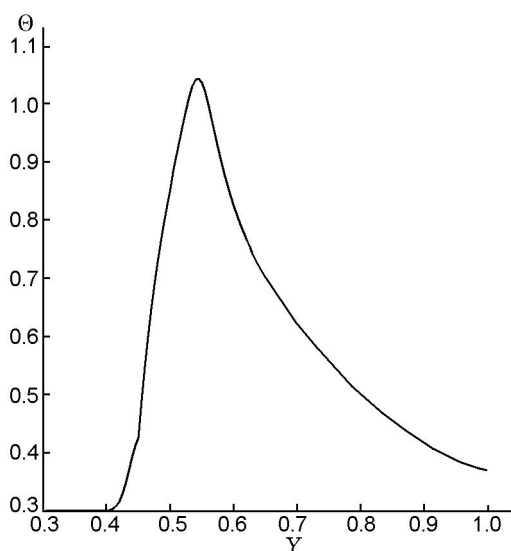


Рис. 5. Распределение температуры вдоль оси для одномерной модели в момент воспламенения ( $\tau_d = 0.616$ ) при  $\Theta_p = 1$ ,  $H_p = 0.05$ ,  $L_p = 0.1$

логичных принимаемым в двумерной модели. Видно, что градиенты температур максимальны на участке  $Y_1 < Y < Y_2$ , характеризующем область взаимодействия паров горючего с источником нагрева. При этом зона воспламенения смещена к границе  $Y_2$ , соответствующей верхней грани источника нагрева (пары горючего не успевают разогреться до критической температуры вблизи границы испарения). К тому же вследствие фазового перехода температура источника на границе с жидкостью существенно уменьшается. На границе с парогазовой смесью температура источника изменяется незначительно по сравнению с  $\Theta_p$ .

Сравнение температурных полей, представленных на рис. 4, 5, свидетельствует об удовлетворительном соответствии градиентов температур в двумерной и одномерной моделях. В то же время следует отметить, что в рамках одномерной модели невозможно проследить перемещение зоны воспламенения над верхней гранью частицы при изменении теплоемкости последней, а также выделить режимы зажигания, установленные в двумерных моделях [6, 7]. Этот результат указывает на определенные ограничения, возникающие при численном анализе газофазного зажигания жидкостей в рамках одномерных моделей.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ полученных результатов показывает, что при прогностическом моделировании процессов зажигания жидких конденсированных веществ, в частности типичных жидких топлив, нагретыми до высоких температур частицами можно использовать достаточно простые одномерные модели.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Vilyunov V. N., Zarko V. E. Ignition of Solids. — Amsterdam: Elsevier Sci. Publ., 1989.
2. Гольдшлегер У. И., Барзыкин В. В., Мержанов А. Г. О механизме и закономерностях зажигания конденсированных систем дисперсным потоком // Физика горения и взрыва. — 1971. — № 3. — С. 319–332.
3. Гольдшлегер У. И., Прибыткина К. В., Барзыкин В. В. Зажигание конденсированных ВВ накаливаемым телом конечных размеров // Физика горения и взрыва. — 1973. — № 1. — С. 119–123.
4. Кузнецов Г. В., Мамонтов Г. Я., Таратункина Г. В. Численное моделирование зажигания конденсированного вещества нагретой

- до высоких температур частицей // Физика горения и взрыва. — 2004. — № 1. — С. 78–85.
5. **Варнатц Ю. М.** Горение. Физические и химические аспекты, моделирование, эксперименты, образование загрязняющих веществ. — М.: Физматлит, 2006.
  6. **Kuznetsov G. V., Strizhak P. A.** Heat and mass transfer at the ignition of a liquid substance by a single «hot» particle // J. Eng. Thermophys. — 2008. — N 3. — P. 244–252.
  7. **Кузнецов Г. В., Стрижак П. А.** Зажигание накаливаемой одиночной частицей жидких углеводородных топлив // Изв. Томского политехн. ун-та. — 2008. — № 4. — С. 5–9.
  8. **Kuznetsov G. V., Strizhak P. A.** 3D Problem of heat and mass transfer at the ignition of a combustible liquid by a heated metal particle // J. Eng. Thermophys. — 2009. — N 1. — P. 72–79.
  9. **Романенков И. Г., Левитес Ф. А.** Огнезащита строительных конструкций. — М.: Стройиздат, 1991.
  10. **Кунаков Г. А., Чулков А. З.** Характеристики продуктов сгорания металлосодержащих топлив // Ракетные топлива. — М.: Мир, 1975. — С. 74–96.
  11. **Кутателадзе С. С.** Основы теории теплообмена. — М.: Атомиздат, 1979.
  12. **Самарский А. А.** Теория разностных схем. — М.: Наука, 1983.
  13. **Коздоба Л. А.** Методы решения нелинейных задач теплопроводности. — М.: Наука, 1975.
  14. **Щетинков Е. С.** Физика горения газов. — М.: Наука, 1965.
  15. **Варгафтик Н. Б.** Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. — М.: ООО «Старс», 2006.
  16. **Теплотехнический справочник** / под ред. В. Н. Юренева, П. Д. Лебедева. — М.: Энергия, 1975. — Т. 1.
  17. **Теплотехнический справочник** / под ред. В. Н. Юренева, П. Д. Лебедева. — М.: Энергия, 1975. — Т. 2.
  18. **Горшков В. И.** Тушение пламени горючих жидкостей. — М.: Пожнаука, 2007.
  19. **Франк-Каменецкий Д. А.** Диффузия и теплопередача в химической кинетике. — М.: Наука, 1987.

*Поступила в редакцию 8/VII 2009 г.,  
в окончательном варианте — 19/IV 2010 г.*