

УДК 536.46

И. Г. Дик, И. П. Замятина, В. Г. Прокофьев

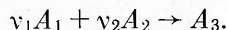
**ВОСПЛАМЕНЕНИЕ ГАЗОВЫХ СМЕСЕЙ
НЕСТЕХИОМЕТРИЧЕСКОГО СОСТАВА ИСКРОВОМ РАЗРЯДОМ
С ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОМ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЕМ**

Предложена модель искрового зажигания газовых смесей нестехиометрического состава, учитывающая структуру и динамику энергосвободения разряда. Определена область значений параметров разряда, для которой обоснована применимость модели мгновенного точечного источника энергии. Исследованы критические условия воспламенения при варьировании исходного состава.

Работы в области физики газового разряда показывают, что выделение джоулева тепла в межэлектродном пространстве имеет определенную динамику и плотность. Влияние структуры комбинированного искрового разряда на характеристики зажигания нестехиометрических газовых составов экспериментально исследовалось в [1]. Параметры разряда влияют на характер инициирования химических реакций в газе: при фиксированном суммарном энергосвободении разряда длительность искровой стадии определяет воспламенение [2]. Другим важным фактором выступает соотношение компонентов топлива. Применение бедных топлив характеризуется более высоким уровнем минимально необходимой для зажигания энергии и усилением роли диффузионного механизма формирования очага горения.

Теория теплотиффузионного формирования очага горения от мгновенного точечного источника энергии развита в [3]. В [4, 5] исследовалось влияние длительности разряда на минимальную энергию зажигания. Тепловое воздействие электрической искры на реагирующую газовую смесь учитывалось введением теплового потока как функции времени в точке симметрии [4] или на поверхности сферы малого радиуса [5]. В моделях используется различная геометрия источника, которая на практике определяется межэлектродным расстоянием [6] (для длинных искр — цилиндрическая, для коротких — сферическая).

В настоящей работе исследуются критические условия воспламенения от искрового источника с пространственно-временной функцией энергосвободения двухкомпонентной газовой смеси, разбавленной инертным продуктом реакции. Химическое превращение связано с протеканием необратимой одноступенчатой химической реакции



Массовые доли компонентов смеси подчиняются соотношениям

$$Y_1 + Y_2 + Y_3 = 1, \quad Y_1 \ll Y_3, \quad Y_2 \ll Y_3.$$

Последние два условия позволяют рассматривать диффузию химически активных компонентов как диффузию в бинарной системе.

Тепловыделение от разряда моделировалось ступенчатой по времени и аналогичной по пространству функцией (что является возможной идеализацией искрового канала). Для выбора другой функции энергосвободения необходимо дополнительное экспериментальное обоснование, например как в [7]. Ограничиваясь разрядами малой мощности, газодина-

мические эффекты, связанные с расширением искрового канала и образованием ударной волны, в модели не учитываем.

С учетом изложенного развитие очага горения описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} &= \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) + Q \rho^2 Y_1 Y_2 k_0 \exp(-E/RT) + \frac{3Q_s}{4\pi r_0^3 t_0} \varphi_1(r, t), \\ \rho \frac{\partial Y_1}{\partial t} &= \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \rho D_1 \frac{\partial Y_1}{\partial r} \right) - \nu_1 \rho^2 Y_1 Y_2 k_0 \exp(-E/RT), \\ \rho \frac{\partial Y_2}{\partial t} &= \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \rho D_2 \frac{\partial Y_2}{\partial r} \right) - \nu_2 \rho^2 Y_1 Y_2 k_0 \exp(-E/RT), \\ \varphi_1(r, t) &= \eta(r_0 - r) \eta(t_0 - t) \end{aligned} \quad (1)$$

с граничными

$$\begin{aligned} r = 0: \quad \frac{\partial Y_i}{\partial r} &= 0, \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0, \\ r \rightarrow \infty: \quad \frac{\partial Y_i}{\partial r} &= 0, \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0 \end{aligned}$$

и начальными условиями

$$T(r, 0) = T_n, \quad Y_i(r, 0) = (Y_i)_n, \quad i = 1, 2.$$

Здесь c_p , ρ , T , λ — теплоемкость, плотность, температура и коэффициент теплопроводности газовой смеси; Q — тепловой эффект реакции; E — энергия активации; R — абсолютная газовая постоянная; k_0 — предэкспоненциальный множитель; Q_s — полное энергосодержание разряда; r_0 — радиус искрового канала; t_0 — длительность разряда; $\eta(x)$ — единичная функция Хевисайда; Y_i — массовые доли компонентов; D_i — коэффициенты диффузии; индекс n относится к начальным параметрам задачи.

Введем в рассмотрение массовые переменные по правилу $\frac{\partial}{\partial r} = \frac{\partial \rho}{\partial x}$ и примем $\rho \sim T^{-1}$, что позволяет учесть тепловое расширение реагирующей газовой смеси. С учетом того, что обычно $D \sim T^2$ [8], можно считать

$$\rho^2 D_i = \rho_+^2 D_+, \quad \rho^2 \kappa = \rho_+^2 \kappa_+$$

(κ — коэффициент температуропроводности, $+$ относится к параметрам при масштабной температуре $T = T_+$).

Обезразмериванием системы (1), записанной в массовых переменных, получаем

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Theta}{\partial \tau} &= \frac{1}{\xi^2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi^2 \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} \right) + c_1 c_2 \Phi(\Theta) + \frac{W}{\xi_0^3 \tau_0} \varphi_1(\xi, \tau) \varphi_2(\gamma, \alpha), \\ \frac{\partial c_i}{\partial \tau} &= \frac{Le_i}{\xi^2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi^2 \frac{\partial c_i}{\partial \xi} \right) - \frac{\alpha_i}{\Theta_0} c_1 c_2 \Phi(\Theta), \\ \frac{\partial c_2}{\partial \tau} &= \frac{Le_2}{\xi^2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi^2 \frac{\partial c_2}{\partial \xi} \right) - \frac{\alpha_2}{\Theta_0} c_1 c_2 \Phi(\Theta), \\ \Phi(\Theta) &= \exp\left(\frac{\Theta}{1 + \beta\Theta}\right) (1 + \beta\Theta)^{-1}, \\ \varphi_1(\xi, \tau) &= \eta(\xi_0 - \xi) \eta(\tau_0 - \tau), \\ \varphi_2(\gamma, \alpha) &= \left(\frac{\nu_2}{\nu_1} \alpha\right)^{3/2} \gamma^3 \left(1 + \frac{\nu_2}{\nu_1} \alpha\right)^{-3}, \\ \xi = 0: \quad \frac{\partial c_i}{\partial \xi} &= 0, \quad \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} = 0, \\ \xi \rightarrow \infty: \quad \frac{\partial c_i}{\partial \xi} &= 0, \quad \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} = 0, \\ \tau = 0: \quad c_i(\xi, 0) &= 1, \quad \Theta(\xi, 0) = -\Theta_0, \quad i = 1, 2. \end{aligned} \quad (2)$$

Примем следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \xi &= x/x_+, \quad x_+ = \rho \sqrt{t_+ \kappa}, \quad \alpha = v_1 Y_{2H}/v_2 Y_{1H}, \quad \gamma = 1 - Y_{3H}, \\ t_+ &= \frac{c_p}{Q} k_0^{-1} \exp\left(\frac{E}{RT_+}\right) \cdot \frac{RT_+^2}{E} (\rho Y_{1H} Y_{2H})^{-1}, \quad \alpha_1 = \frac{v_1 Y_+}{Y_{1H}}, \quad \alpha_2 = \frac{v_2 Y_+}{Y_{2H}}, \\ T_+ &= T_H + Y_+ \frac{Q}{c_p}, \quad \text{Le}_i = D_i/\kappa, \quad \Theta_0 = \frac{T_+ - T_H}{RT_+^2} E, \quad \xi_0 = x_0/x_+, \\ \tau_0 &= t_0/t_+, \quad W = \frac{3Q_s}{4\pi t_+^{3/2} \kappa^{3/2}} \frac{E}{RT_+^2} \frac{1}{c_p \rho} (Y_{1H} Y_{2H})^{-s/2}, \\ c_1 &= Y_1/Y_{1H}, \quad c_2 = Y_2/Y_{2H}, \quad \beta = \frac{RT_+}{E}, \quad \Theta = (T - T_+) E/RT_+^2. \end{aligned}$$

Параметры $v_2/v_1 = 1$, $\Theta_0 = 6$ и $\beta = 0,15$ зафиксированы.

Цель решения системы (2) — определение критической энергии источника W_* , т. е. энергии, минимально необходимой для выхода на режим самораспространяющегося горения. В качестве критерия зажигания выбираем условие распространения фронта горения $T = T_+$ за границы сферы радиуса ξ_* . Размер минимального ядра пламени определяется состоянием смеси и не зависит от параметров источника. Значение ξ_* находим из численного решения очаговой задачи (2) для $W = 0$ с начальными условиями

$$\begin{aligned} \xi \leq \xi_*: \quad \Theta(\xi, 0) &= 0, \quad c_i(\xi, 0) = 0, \\ \xi > \xi_*: \quad \Theta(\xi, 0) &= -\Theta_0, \quad c_i(\xi, 0) = 1. \end{aligned}$$

Условие $\xi_* < \xi_*$ определяет потухание, температура в точке $\xi = 0$ стремится к начальной. При $\xi_* \geq \xi_*$ реализуется устойчивое горение. Дополнительно будем использовать критерий установления скорости горения.

Влияние динамики энерговыделения на минимальную энергию зажигания для случая двухкомпонентной газовой смеси стехиометрического состава подробно исследовалось в [4, 5]. Качественно близкие результаты получены и в настоящей работе. Как видно из рис. 1, при любом фиксированном ξ_0 существует определенная область значений τ_0 , когда $W = \text{const}$. Воспламенение в этом случае характеризуется образованием за короткое время ($\tau_0 \approx 10$) высокотемпературного очага с быстрым подключением химических реакций. При длительном (слаботочном) разряде ($\tau_0 \approx 100$) меняется характер воспламенения: относительно медленный прогрев и иницирование химических реакций на заключительном этапе действия источника. С увеличением τ_0 минимальная энергия зажигания асимптотически стремится к линейной зависимости $W_*(\tau_0)$, что согласуется с экспериментом [2].

Аналогичен и характер зависимости $W_*(\xi_0)$ при фиксированном τ_0 . Качественные закономерности $W_*(\tau_0)$ и $W_*(\xi_0)$ не зависят от соотношения компонентов топлива при условии существования W_* . Характер зависимости не противоречит известному эффекту гасящего расстояния [6], так как величина ξ_0 есть идеализация радиуса искрового канала, а не межэлектродное расстояние. В дальнейшем зафиксируем значения характеристик разряда τ_0 и ξ_0 в области, где W_* от них не зависит.

Проанализируем влияние химического состава на воспламенение. Предполагаем, что концентрация одного из компонентов не меняется. Тогда возможны три различных варианта изменения исходного состава смеси.

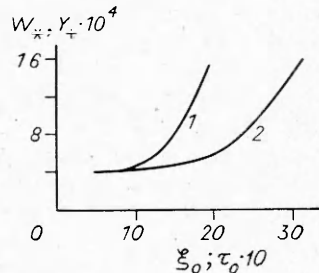


Рис. 1. Зависимость критической энергии зажигания от параметров искрового разряда.

1 — $W_*(\xi_0)$, $\tau_0 = 50$; 2 — $W_*(\tau_0)$, $\xi_0 = 5$.

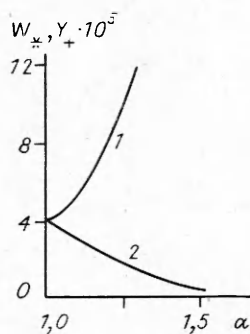


Рис. 2. Зависимость критической энергии от коэффициента избытка α (при постоянной начальной концентрации избыточного (1) и недостающего компонента (2)).

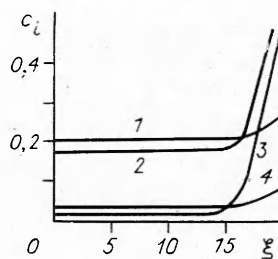


Рис. 3. Профили концентраций на пределе воспламенения; $Le_1 = 1,5, Le_2 = 1, \alpha = 1$.
1 — $c_1(\xi, 200)$; 2 — $c_1(\xi, 50)$; 3 — $c_2(\xi, 50)$; 4 — $c_2(\xi, 200)$.

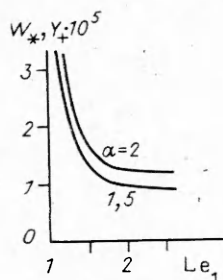


Рис. 4. Влияние скорости диффузии недостающего компонента на критическую энергию зажигания; $Le_2 = 1$.

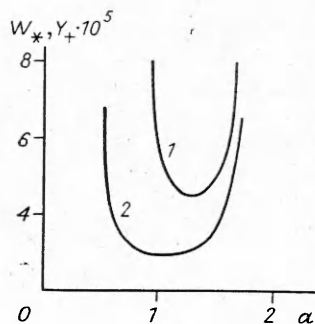


Рис. 5. Зависимость критической энергии зажигания от α при постоянном содержании инертного компонента в исходном составе.
1 — $Le_1 = 1,5, Le_2 = 1$; 2 — $Le_1 = 1,5, Le_2 = 1,5$.

Замещение недостающего химически активного компонента инертным. Допустим, что компонент A_1 находится в недостатке. Изменение избытка второго активного компонента α происходит в результате уменьшения (увеличения) начальной массовой доли первого компонента $Y_{1н}$ при соответствующем увеличении (уменьшении) $Y_{3н}$ и постоянной $Y_{2н}$.

Масштабную температуру определяем в этом случае через начальную массовую долю избыточного компонента ($Y_+ = Y_{2н}/\nu_2$):

$$T_+ = T_n + \frac{Y_{2н}}{\nu_2} \frac{Q}{c_p} \quad (3)$$

и, следовательно,

$$\alpha_1 = \alpha, \quad \alpha_2 = 1, \quad \varphi_1(\alpha) = (Y_{2н})^3 (\nu_2/\nu_1)^{3/2} \alpha^{-3/2}.$$

Функция $\varphi_1(\alpha)$ показывает, что недостаток A_1 в процессе воспламенения можно компенсировать дополнительными затратами энергии искрового источника $\sim \alpha^{3/2}$ (показатель $3/2$ объясняется сферической геометрией очага). В результате численных расчетов получена более сильная зависимость критической энергии с ростом α (рис. 2). Уменьшение $Y_{1н}$ с увеличением массовой доли инертного компонента приводит к снижению тепловыделения на единицу объема. Существует область значений α , где при небольшом уменьшении $Y_{1н}$ состав воспламенить не удастся.

Замещение A_3 на избыточный компонент A_2 . В качестве масштабной температуры здесь целесообразно выбрать

$$Y_+ = Y_{1н}/\nu_1, \quad T_+ = T_n + \frac{Y_{1н}}{\nu_1} \frac{Q}{c_p} \quad (4)$$

и, соответственно,

$$\alpha_1 = 1, \quad \alpha_2 = 1/\alpha, \quad \varphi_1(\alpha) = (Y_{1H})^3 (v_2/v_1)^{3/2} \alpha^{3/2}.$$

Второе слагаемое в (4) характеризует максимально возможный разогрев в ходе химической реакции.

Критическая энергия W_* уменьшается с ростом α (см. рис. 2). До значения $\alpha = 1,5$ происходит сильное уменьшение W_* , что объясняется локальным избытком A_1 в зоне горения (рис. 3) в результате более высокой скорости диффузии ($Le_1 > Le_2$). С увеличением α зависимость $W_*(\alpha)$ асимптотически стремится к виду

$$W_* \sim \alpha^{3/2}.$$

Замещение инертного компонента A_3 на избыточный активный не приводит к увеличению объемного тепловыделения от химической реакции, но вместе с тем уменьшает характерное время реакции. Недостаток A_1 при фиксированных массовых соотношениях компонентов и энергетике химической реакции можно компенсировать заменой его на легкодиффундируемое вещество. Зависимость $W_*(Le_1)$ для разных α проиллюстрирована на рис. 4. Увеличение скорости диффузии недостающего компонента приводит к уменьшению критической энергии. При $Le_1 \gg 1$ процесс воспламенения лимитируется расходом избыточного компонента и $W_* = \text{const}$.

Изменение α при постоянной концентрации A_3 . Варьирование исходного состава при постоянной концентрации инертного компонента представляет наибольший интерес для изучения границ воспламенения. Здесь может быть $\alpha \geq 1$. Логично выбрать масштабную температуру в виде

$$Y_+ = \frac{Y_{1H}^{v_1} + Y_{2H}^{v_2}}{2}, \quad (5)$$

$$T_+ = T_H + \frac{Y_{1H}^{v_1} + Y_{2H}^{v_2}}{2} \frac{Q}{c_p},$$

и тогда

$$\alpha_1 = \frac{1+\alpha}{2}, \quad \alpha_2 = \frac{1+\alpha}{2\alpha}, \quad \varphi_1(\alpha, \gamma) = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{3/2} \alpha^{3/2} \gamma^3 \left(1 + \frac{v_2}{v_1} \alpha\right)^3.$$

Второе слагаемое в (5) определяет максимально возможный разогрев от химической реакции при заданном разбавлении смеси инертным продуктом реакции.

Результаты численного исследования представлены на рис. 5. Зависимость $W_*(\alpha)$ имеет отчетливо выраженный экстремум, соответствующий оптимальным условиям зажигания. Концентрационные пределы воспламенения (КПВ) определяются сильным ростом критической энергии с изменением α . При выходе из области, ограниченной КПВ, не удается реализовать режим самораспространяющегося горения независимо от энергии источника.

Различие в коэффициентах диффузии активных компонентов приводит к сужению КПВ по сравнению с ситуацией, когда $D_1 = D_2$. С увеличением Le_1 очаг горения насыщается компонентом A_1 , что приводит к смещению нижнего концентрационного предела воспламенения в сторону больших α . Так, описанное в [2] смещение кривых зависимости критической энергии искры от степени нестехиометрии в сторону меньших α для тяжелых углеводородов по сравнению с легкими может быть отчасти объяснено уменьшением отношения коэффициентов диффузии углеводородов к кислороду. Для качественного сравнения необходимо еще учитывать изменение скоростей химического тепловыделения для разных газосмесей.

Итак, можно сделать следующие выводы.

При малых длительностях и масштабах локализации искрового тепловыделения структура разряда не влияет на критические условия зажигания смесей. Единственным параметром искры в этом случае выступает

полная выделенная энергия (модель мгновенного точечного источника [3]). В рамках теплодиффузионного механизма критическая энергия искры определяется не только теплофизическими и химическими свойствами смеси, степенью ее нестехиометрии, но и соотношением скоростей диффузии компонентов. Развиваемая модель объясняет существование концентрационных пределов воспламенения искрой и их зависимость от диффузионных свойств компонентов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Карпов В. П., Маслов В. В., Северин Е. С. Исследование критических условий воспламенения околопредельных метановоздушных смесей комбинированным искровым разрядом с варьируемыми характеристиками // ФГВ.— 1986.— 22, № 2.— С. 3.
2. Петренко Б. А. Воспламеняемость газов и физические основы электровзрывобезопасности.— М.: Наука, 1989.
3. Виллюнов В. Н. К теории искрового воспламенения // Докл. АН СССР.— 1973.— 208, № 1.— С. 66.
4. Champion M., Deshaies B., Joulin G. et al. Spherical flame initiation: theory versus experiments for lean propane — air // Combust. Flame.— 1986.— 65.— P. 319.
5. Tromans P. S., Furzeland B. M. A numerical analysis of the ignition of premixed gases by heat addition // Proc. 10th Int. Colloq. on Dynamics of Explosions and Reactive Systems.— Berkely, 1985.
6. Льюис Б., Эльбе Г. Горение, пламя и взрывы в газах.— М.: Мир, 1968.
7. Бушман А. В., Лешкевич С. Л., Месяц Г. А. и др. Расчет электровзрыва катодного микроострия // Исследование свойств вещества в экстремальных условиях/Под ред. В. Е. Фортова.— М.: Наука, 1990.
8. Щетников Е. С. Физика горения газов.— М.: Наука, 1965.

г. Томск

Поступила в редакцию 25/VII 1991

УДК 536.46

А. Э. Закиров, Е. А. Некрасов

О ВЛИЯНИИ МАССОВЫХ ПОТОКОВ ВЕЩЕСТВА НА ВОСПЛАМЕНЕНИЕ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМ С ТВЕРДОФАЗНЫМИ ПРОДУКТАМИ РЕАКЦИИ

Рассмотрена задача о воспламенении подогреваемой металлической нити, покрытой слоем реагента с низкой теплопроводностью. Решение проведено численным и приближенным аналитическим методами. Проанализированы зависимости критических условий воспламенения от стефановского потока реагента и параметров теплоотдачи. Описано вырождение взрывного характера воспламенения, связанное с изменением эффективного коэффициента теплоотдачи в ходе реакции. Обсуждаются различные критерии определения критических условий.

Диффузионный рост слоя продукта в конденсированных системах сопровождается массовыми потоками реагирующих веществ и изменением объема фаз системы. Совместное влияние этих эффектов на кинетику реакционной диффузии в двойных системах рассматривалось в работе [1]. При воспламенении объемные изменения могут дополнительно влиять и на тепловой баланс системы. Подобные задачи возникают, например, при исследовании взаимодействия нитей металлов с конденсированными реагентами электротермографическим методом [2]. В случае низкой теплопроводности покрытия нити процесс нагрева уже нельзя считать термически безградиентным [2], и, следовательно, изменяющаяся в ходе реакции толщина теплоизолирующего слоя будет существенно регулировать теплообмен системы с окружающей средой. Изучению этого влияния на примере простейшей задачи о росте однофазного слоя продукта в бинарной системе и посвящена настоящая работа.

Постановка задачи. Температурный профиль системы будем полагать стационарным, а в реакционной зоне — и безградиентным (рис. 1). Влияние градиента температуры, возникающего в результате теплоотдачи с поверхности, на процесс диффузии для тонких металлических нитей