

РЕЖИМЫ ВОСПЛАМЕНЕНИЯ ГАЗОВЗВЕСИ В СОСУДЕ С НАГРЕТЫМИ СТЕНКАМИ

И. Г. Дик, А. Ю. Крайнов
(Томск)

Критические условия воспламенения взвешенных в инертном газе реакционноспособных частиц, помещенных в сосуд конечного размера, рассматривались в [1—3]. При этом в [2, 3] учитывалось возникающее в сосуде распределение температуры. Известны работы [4, 5], где анализируются задачи о зажигании совокупности вблизи горячей стенки.

Ниже представлены результаты численного моделирования режимов воспламенения плоского слоя газозвеси и взаимопереходов этих режимов, начиная от самовоспламенения, затем зажигания слоя у нагретой стенки до нарушения теплового равновесия единичных частиц у стенки. Такой анализ имеет много общего с задачей о закономерностях перехода от самовоспламенения к зажиганию гомогенной горючей среды [6]. Гетерогенность системы с присущей ей двухтемпературностью [1], а следовательно, и наличием обменного механизма вносит в задачу новое качество.

Математическая постановка при оговоренных в [1—5] допущениях состоит из уравнений для температуры газа и частиц (на поверхности которых предполагается гетерогенная реакция)

$$c_1 \rho_1 \frac{\partial T_1}{\partial t} = \lambda_1 \frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} + 4\pi r_2^2 \alpha (T_2 - T_1) n,$$

$$c_2 \rho_2 r_2 \frac{dT_2}{dt} = 3ak_0 Q \exp(-E/RT_2) - 3\alpha (T_2 - T_1)$$

с начальными

$$T_1(x, 0) = T_2(x, 0) = T_0$$

и граничными

$$T_1(0, t) = T_s, \quad \left. \frac{\partial T_1}{\partial x} \right|_{x=l} = 0$$

условиями.

Здесь индексы: 1 — параметры газа, 2 — частиц; c — теплоемкость; ρ — плотность; n — количество частиц в единице объема; α — коэффициент теплообмена; l — полуширина слоя; r_2 — радиус частицы; Q — тепловой эффект реакции; k_0 — предэкспонент; a — концентрация окислителя; E — энергия активации; λ — коэффициент теплопроводности; R — универсальная газовая постоянная.

Анализ удобно проводить, вводя безразмерные переменные

$$\Theta = \frac{E(T - T_s)}{RT_s^2}, \quad \tau = t\lambda_1/c_1\rho_1 l^2, \quad \xi = x/l$$

и параметры

$$\kappa = ak_0 Q \frac{\exp(-E/RT_s)}{aRT_s^2/E},$$

$$\delta = 4\pi r_2^2 n l^2 ak_0 Q \frac{\exp(-E/RT_s)}{\lambda_1 RT_s^2/E},$$

$$\Theta_0 = \frac{E(T_0 - T_s)}{RT_s^2}, \quad L = l/\sqrt{(\lambda_1/c_1\rho_1)t_+},$$

где $t_+ = r_2 c_2 \rho_2 (RT_s^2/E) \frac{\exp(E/RT_s)}{3ak_0 Q}$ — время адиабатического воспламенения при температуре T_s ; κ — соотношение между скоростью химического теплоаккумуляции частицы и теплоотдачей в окружающий ее газ (параметр Н. Н. Семенова); δ — соотношение скорости теплоаккумуляции

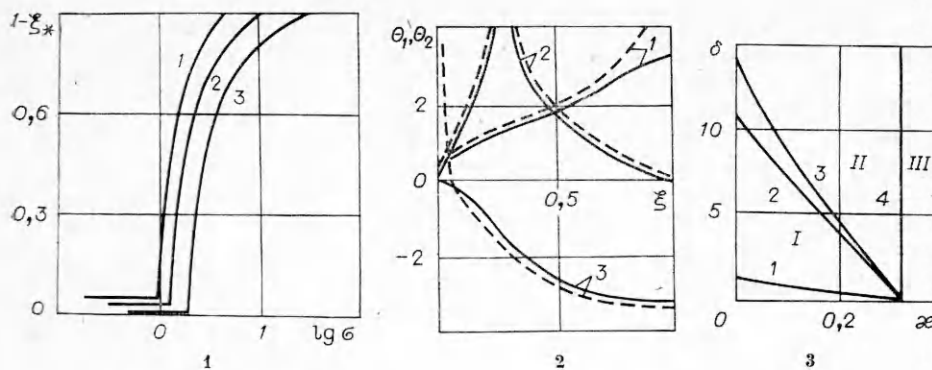


Рис. 1. Зависимость координаты воспламенения от параметра δ .
 κ : 1 — 0,30, 2 — 0,15, 3 — 0,5.

Рис. 2. Температурные поля газа (—) и частиц (---) в момент воспламенения для различных режимов; $\Theta_0 = -5$.
 1 — $\kappa=0,15$, $\delta=4$; 2 — $\kappa=0,15$, $\delta=11$; 3 — $\kappa=0,37$, $\delta=0,6$.

Рис. 3. Области режимов воспламенения.
 I — самовоспламенение; II — зажигание слоя; III — зажигание отдельных частиц.

во всем объеме со скоростью отвода тепла через холодную стенку (параметр Д. А. Франк-Каменецкого); Θ_0 — начальный температурный перепад, выраженный в характерных интервалах; L — полуширина слоя, отнесенная к глубине проникновения тепловой волны за адиабатический период индукции.

Исходная задача имеет вид

$$\frac{\partial \theta_1}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial \xi^2} + \frac{\sigma (\theta_2 - \theta_1)}{\kappa},$$

$$L^{-2} \frac{d\theta_2}{d\tau} = \exp(\theta_2) - \frac{(\theta_2 - \theta_1)}{\kappa}, \quad \theta_1(\xi, 0) = \theta_2(\xi, 0) = \Theta_0,$$

$$\theta_1(0, \tau) = 0, \quad \frac{\partial \theta_1}{\partial \xi} \Big|_{\xi=1} = 0.$$

Параметры задачи варьировались в следующих пределах:

$$0,1 \leq \delta \leq 25, \quad 0,05 \leq \kappa \leq 0,4, \quad 5 \leq |\Theta_0| \leq 15, \quad 5 \leq L \leq 15.$$

Расчеты показывают, что уже при $L \geq 5$ влияние L на режимы воспламенения мало (наблюдается подмеченная в [7] квазистационарность изменения температуры частиц). Параметр Θ_0 в исследованной области $5 \leq |\Theta_0| \leq 15$ оказывается несущественным для характера воспламенения, аналогичного гомогенному веществу [6].

Результаты расчетов задачи (1) на ЭВМ представлены в виде графиков.

На рис. 1 показана зависимость координаты воспламенения ξ_* от параметра δ при различных κ . В пределах $\kappa \rightarrow 0$ эта зависимость совпадает с полученной в [6]. Левые концы прямых отрезков (для удобства они приподняты над осью абсцисс) соответствуют критическим условиям воспламенения. Переломная точка начала удаления места вспышки ξ_* в зависимости от δ , как и вся кривая, смещается влево с ростом κ . Следовательно, переход от самовоспламенения к зажиганию происходит тем быстрее с увеличением δ , чем больше κ .

Температурные поля газа и частиц в момент воспламенения для различных режимов показаны на рис. 2. Кривые семейства 1 соответствуют самовоспламенению совокупности частиц, 2 — режиму зажигания слоя газозвеси, 3 — режиму, когда нарушен тепловой баланс частиц с газом вблизи горячей стенки и вспышка происходит на самой поверхности стенки прежде, чем прогреется сколько-нибудь значительная масса смеси в сосуде.

Область существования того или иного режима воспламенения представлена на рис. 3. Прямая 1 — критические условия самовоспламенения — ранее получена в рамках стационарной теории [1—3], кривая 2 соответствует началу движения ξ_* к стенке. Когда воспламенение будет происходить ближе к стенке, чем к центру сосуда (этому соответствует кривая 3), будем говорить о режиме зажигания слоя газозвеси¹. Вертикальная асимптота 4, соответствующая $\kappa = \bar{\kappa}$, свидетельствует о вырождении режима коллективного зажигания совокупности в режим, когда зажигаются отдельные частицы на границе сосуда.

Рис. 3 можно дать физическую интерпретацию. Пусть система характеризуется параметрами δ и κ , соответствующими области самовоспламенения (между кривыми 1 и 2).

Теперь при фиксированном κ увеличение δ ведет к росту тепловыделения на единицу объема смеси ($\delta \sim n$) и, следовательно, к уменьшению времени воспламенения разогретого пристеночного слоя. Как только это время (при достаточно больших δ) становится меньше времени прогрева всего объема, воспламенение происходит не в центре (вполне аналогично случаю гомогенной смеси [6]).

При фиксированном δ увеличение κ (уменьшение теплоотдачи частицы в газ) приводит к уменьшению квазистационарного периода индукции частиц [7], так что в случае достаточно больших κ частицы у стенки воспламеняются раньше, чем тепловая волна достигнет оси симметрии щели. Консервативность областей I—III при $L \geq 5$ в физически интересном интервале значений $5 \leq |\Theta_0| \leq 15$ отмечалась выше.

Интересно отметить, что на кривой $\tau(\delta)$ при переходе от одного режима воспламенения к другому никаких особенностей нет. Зависимость имеет обычную форму гиперболы, вертикальная асимптота которой соответствует критическим условиям самовоспламенения, а горизонтальная — адиабатическому периоду индукции совокупности.

Кривые границ областей стационарного протекания реакции и самовоспламенения и зажигания (см. рис. 3, 1, 3) аппроксимируются зависимостями

$$\delta = 0,88 - 2,39\kappa$$

с точностью не хуже 2% и

$$\delta = 12,5 - 33,97\kappa$$

с точностью не хуже 7%, размерная форма которых дает критические концентрации частиц

$$n_b(T_s) = 0,88\Phi(T_s) - 2,39M,$$

$$n_s(T_s) = 12,5\Phi(T_s) - 33,97M,$$

$M = (4\pi r_2 l^2)^{-1}$; $\Phi(T_s) = M/\kappa(T_s)$. Отсюда следует, что отношение необходимой для зажигания концентрации n_s к необходимой для воспламенения концентрации n_b есть величина постоянная и равна 14,2.

Приведем численный пример: при $k_0 = 2,07 \cdot 10^{10}$ м/с, $Q = 5 \cdot 10^8$ кал/м³, $E = 4 \cdot 10^4$ кал/моль, $R = 2$ кал/(моль · град), $\alpha = 1,1 \cdot 10^3$ кал/(с · м · град), $r_2 = 10^{-5}$ м критическая температура воспламенения одиночной частицы равна 571 К. Если расстояние между стенками $l = 0,1$ м и $T_s = 485$ К, то необходимые для воспламенения и зажигания концентрации примут значения: $n_b = 7,02 \cdot 10^8$ м⁻³, $n_s = 99,7 \cdot 10^8$ м⁻³.

Результаты данной работы получены в предположении, что естественная конвекция отсутствует. Границы справедливости этого — малость числа Грасгофа [9], пропорционального давлению и кубу расстояния между стенками.

Поступила в редакцию 4/IV 1983,
после доработки — 11/X 1983

¹ Такое количественное определение зажигания удобно при анализе расчетов и оправдано, судя по рис. 1, поскольку при малой вариации величины δ , соответствующей точке воспламенения на полурасстоянии от стенки до центра слоя, возбуждение химической реакции происходит либо в самом центре, либо вблизи стенки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. Н. Руманов, Б. И. Хайкин. ФГВ, 1969, 5, 1, 129.
2. М. А. Гуревич, Г. Е. Озерова, А. М. Степанов. ФГВ, 1974, 10, 1, 88.
3. Е. С. Озеров. Основы теории воспламенения газодисперсных систем. Л.: ЛПИ, 1978.
4. В. И. Лисицын, В. Н. Вилюнов. ИФЖ, 1971, 21, 5, 939.
5. В. В. Барзыкин. — В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1977.
6. А. Г. Мержанов, В. Г. Абрамов, В. Т. Гонтковская. Изв. АН СССР, сер. хим., 1966, 3, 429.
7. В. И. Лисицын, Э. Н. Руманов, Б. И. Хайкин. ФГВ, 1971, 6, 1, 3.
8. В. И. Лисицын, А. А. Пироженко, В. И. Вилюнов. — В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.
9. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.

О ГЕТЕРОГЕННОМ ЗАЖИГАНИИ ЧАСТИЦЫ ТВЕРДОГО ТОПЛИВА ГОРЯЧИМ ГАЗОМ

В. В. Матвеев, А. Н. Гречаный
(Горловка)

В отличие от горения, где искомое явным образом содержится в математической постановке, характерная особенность задач теории зажигания состоит в том, что условие (критерий) зажигания должно быть математически сформулировано дополнительно из физических соображений о ходе процесса либо из анализа поведения полученных приближенными методами интегральных кривых каждой конкретной задачи зажигания (или класса задач). Поэтому в зависимости от использования того или иного приближенного метода в литературе приводятся разные критерии зажигания даже в рамках одной конкретно сформулированной математической задачи теории зажигания [1]. Многообразие этих критериев связано с тем, что большинство исследователей математически не учитывают взрывной характер роста температуры во времени в малой окрестности момента зажигания, т. е. на стадии саморазогрева. Только строгий асимптотический подход к этому явлению позволяет получить единый критерий зажигания.

Цель данной работы — построение строгих асимптотических формул для расчета характеристик зажигания сферической частицы твердого топлива в условиях конвективного нагрева, при этом критерий зажигания — резкое нарастание во времени температуры поверхности частицы в момент зажигания — вытекает непосредственно из анализа построенного в работе температурного профиля. Предполагается, что ведущими в процессе зажигания являются гетерогенные экзотермические химические реакции нулевого порядка, протекающие на поверхности частицы топлива. Предполагая также, что в процессе прогрева топлива выход летучих несуществен, исследуемую краевую задачу запишем в виде

$$\left. \begin{aligned} c\rho \frac{\partial T}{\partial t} &= \frac{\lambda}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right), \\ t = 0: \quad T &= T_0, \quad r = 0: \quad \frac{\partial T}{\partial r} = 0, \\ r = R_0: \quad \lambda \frac{\partial T}{\partial r} &= \alpha (T_c - T) + Qke^{-\frac{E}{RT}}. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Здесь T — температура, К; t — время, с; r — текущий радиус, м; λ — коэффициент теплопроводности частицы, Вт/(м · К); ρ — плотность частицы,