

**ЗАКОНОМЕРНОСТИ ЗАЖИГАНИЯ ГАЗОВ
НАКАЛЕННОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ
С УЧЕТОМ ДИФФУЗИИ И ГИДРОДИНАМИКИ**

К. Г. Шкадинский, В. В. Барзыкин

(Москва)

При изучении закономерностей зажигания вещества обычно рассматривают простейшую модель, полагая, что тепловыделение происходит гомогенно за счет реакции нулевого или первого порядка, а распространение тепла по веществу — только за счет теплопроводности (см., например, [1—3]). Такая модель не учитывает возникающих в газах конвективных движений, в связи с чем встает вопрос о ее применимости к газовым системам. В настоящей работе, выполненной для выяснения этого вопроса, предпринята попытка учесть влияние гидродинамических и диффузионных процессов, а также влияние зависимости коэффициентов теплопроводности и диффузии от температуры на характеристики зажигания.

Газовая смесь, способная к экзотермической реакции и имеющая полубесконечную протяженность, в начальный момент времени приводится в соприкосновение со стенкой, температура которой T_0 не меняется во времени. Начальная температура смеси — T_n ($T_n < T_0$). Горючая смесь и продукты реакции рассматриваются как смесь идеальных газов, удовлетворяющих уравнению состояния:

$$p = R \rho T \left(\frac{1 - \eta}{\mu_1} + \frac{\eta}{\mu_2} \right).$$

В начальный момент горючая смесь находится в покое и имеет плотность ρ_0 . Описывающая данный процесс система дифференциальных уравнений имеет вид¹:

(уравнение неразрывности)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v}{\partial x} = 0,$$

(уравнение движения)

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = v \frac{\partial^2 v}{\partial x^2},$$

¹ В уравнении движения не учтены силы тяжести, т. е. свободная конвекция не учитывается. В энергетическом уравнении опущен член, соответствующий работе сил давления.

(уравнение энергии)

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial T}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + Q \rho (1 - \eta) k e^{-\frac{E}{RT}},$$

(уравнение диффузии)

$$\rho \left(\frac{\partial \eta}{\partial t} + v \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(D \rho \frac{\partial \eta}{\partial x} \right) + \rho (1 - \eta) k e^{-\frac{E}{RT}},$$

где

$$\lambda = \lambda_0 (T/T_0)^s, \quad D \rho = D_0 \rho_0 (T/T_0)^s;$$

$$t = 0; \quad v = 0, \quad \eta = 0, \quad T = T_n, \quad \rho = \rho_0;$$

$$x = 0; \quad v = 0, \quad \eta_x = 0, \quad T = T_0.$$

Или в безразмерных переменных:

$$\frac{\partial \chi}{\partial \tau} + \frac{\partial \chi u}{\partial \xi} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} + u \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\pi}{\chi} \frac{\partial}{\partial \xi} [\chi (1 + \beta \theta) (1 - \eta + \eta/\sigma)] = \text{Pr} \frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2}, \quad (2)$$

$$\chi \left(\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + u \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right) = \frac{\partial}{\partial \xi} \left[(1 + \beta \theta)^s \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \right] + \chi (1 - \eta) e^{-\frac{\theta}{1 + \beta \theta}}, \quad (3)$$

$$\chi \left(\frac{\partial \eta}{\partial \tau} + u \frac{\partial \eta}{\partial \xi} \right) = L \frac{\partial}{\partial \xi} \left[(1 + \beta \theta)^s \frac{\partial \eta}{\partial \xi} \right] + \gamma \chi (1 - \eta) e^{-\frac{\theta}{1 + \beta \theta}}, \quad (4)$$

здесь

$$\tau = 0; \quad u = 0; \quad \eta = 0; \quad \theta = -\theta_n; \quad \chi = 1; \quad \xi = 0; \quad u = 0; \quad \theta = 0; \quad \eta_x = 0.$$

Безразмерные переменные: η — глубина разложения; $\theta = \frac{E}{RT_0^2} \times (T - T_0)$ — разогрев; $\tau = t/t_0$ — время (где $t_0 = \frac{c_p T_0^2 R}{E Q k} \exp \frac{E}{RT_0}$); $\xi = x / \sqrt{\frac{t_0 \lambda_0}{c_p \rho_0}}$ — координата; $\chi = \rho/\rho_0$ — плотность; $u = v / \sqrt{\lambda_0 / t_0 c_p \rho_0}$ — скорость.

Безразмерные параметры:

$$\beta = \frac{RT_0}{E}; \quad \pi = \frac{R T_0 t_0 \rho_0}{\mu_1 \lambda_0}; \quad \text{Pr} = \frac{\nu \rho_0 c_p}{\lambda_0}; \quad \sigma = \frac{\mu_2}{\mu_1};$$

$$\theta_n = \frac{E}{RT_0^2} (T - T_n); \quad \gamma = \frac{c_p RT_0^2}{QE}; \quad L = \frac{D_0 \rho_0 c_p}{\lambda_0}$$

(β, γ, θ_n — обычные параметры теории зажигания, σ — отношение моле-

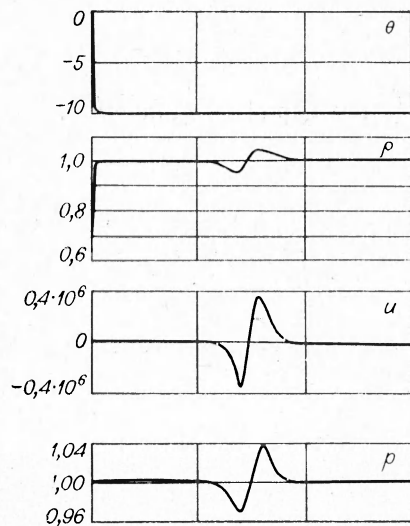


Рис. 1. Волна-возмущение при $\tau = 0,2 \cdot 10^{-5}$.

кулярных весов, L — число Льюиса, Pr — число Прандтля, π — гидродинамический параметр).

Система численно решалась на электронно-вычислительной машине разностным методом. Расчеты проводились при следующих значениях параметров $\theta_n = 3 \div 30$; $\gamma = 0 \div 0,3$; $\beta = 0 \div 0,2$; $\sigma = 1 \div 0,1$; $L = 1$; $Pr = 1$; $\pi \sim 10^{14}$. Результаты счета показали, что имеет место следующее начало развития процесса. Из-за скачка температуры на границе возникает волна-возмущение, которая движется со скоростью звука по непрогретому газу (рис. 1). Так как при выбранных параметрах скорость звука большая, то волна покидает зону прогрева и реакции и не оказывает в дальнейшем влияния на процесс. За волной устанавливается скорость движения газа, соот-

ветствующая расширению нагретого газа, и давление, равное исходному. Такая картина развития процесса позволяет сделать допущение независимости давления от координаты в зоне реакции, которое, впрочем, следует и из системы уравнений (1) — (4). Рассмотрим уравнение (2). Если изменение скорости газа мало по сравнению с $\pi \sim 10^{14}$, то давление можно считать постоянным в зоне реакции:

$$\frac{\partial}{\partial \xi} [\chi (1 + \beta\theta) (1 - \eta + \eta/\sigma)] = \frac{\chi}{\pi} \left(- \frac{\partial u}{\partial \tau} - u \frac{\partial u}{\partial \xi} + Pr \frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2} \right) \approx 0. \quad (5)$$

Замена уравнения (2) на уравнение (5) приводит к более простой системе уравнений, позволяющей значительно сократить машинное время.

Как показали расчеты по (1) — (4) и по упрощенной (1), (3), (4), (5) системам, такая замена справедлива для времен, когда волна-возмущение покинула зону реакции. Все основные результаты работы были получены по упрощенной системе.

Пространственно-временное распределение переменных для последующих моментов времени показано на рис. 2. Здесь изображены только зоны реакции. На рис. 2, а, б изображено пространственно-временное распределение θ и η , оно аналогично ранее рассмотренному в [3]. На рис. 2, в, г изображено пространственно-временное распределение плотности и скорости. Из рисунка видно, что плотность изменяется довольно значительно. Так, для $\theta_n = 10$ плотность около стенки падает вдвое. Следует отметить, что с увеличением температурного напора это изменение увеличивается. Таким образом, допущение о постоянстве плотности, справедливое для конденсированных систем, в случае газов является некорректным.

Скорость движения газа в зоне реакции является возрастающей функцией по пространству. Отличительной особенностью пространственно-временного распределения скорости является ее первоначальное уменьшение по времени до какой-то величины, а затем увеличение. Это

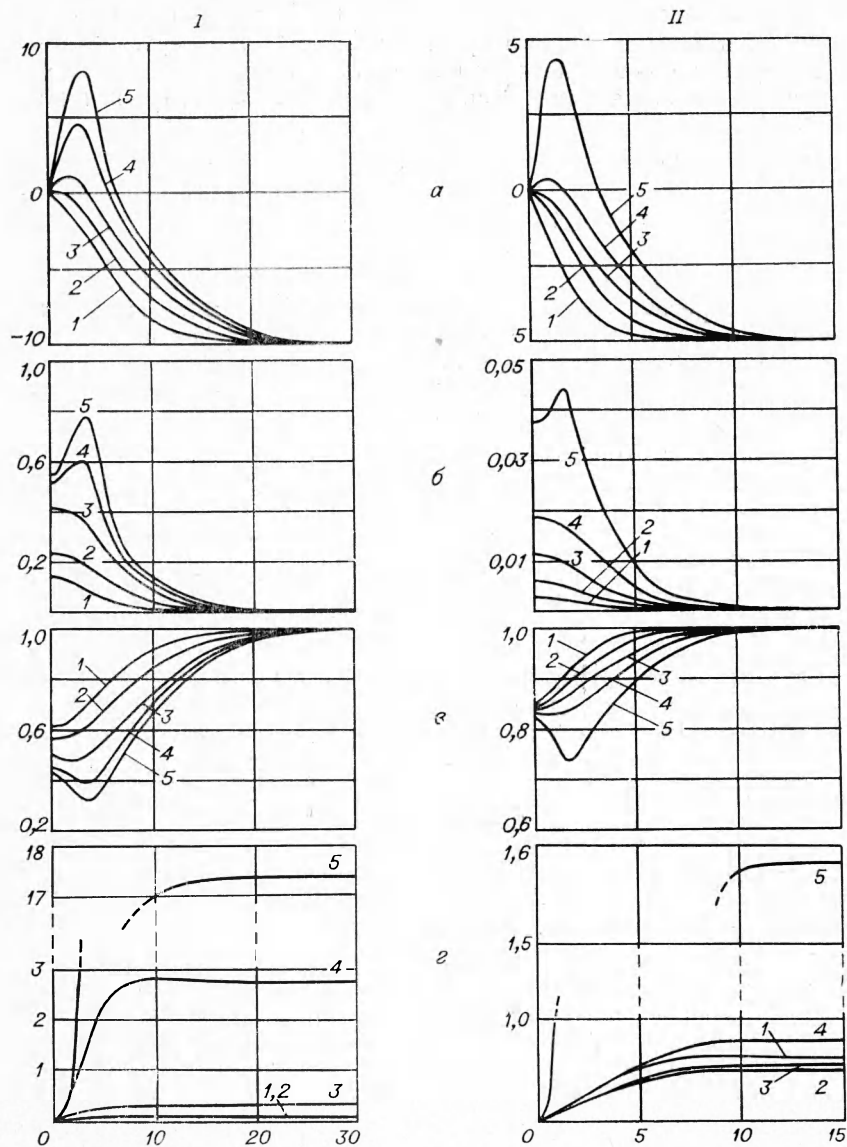


Рис. 2. Пространственно-временное распределение переменных:
 I — $\theta_n = 10$, $\gamma = 0,05$, $\beta = 0,03$, $\sigma = 0,5$; $S = 1$, $L = 1$ (при τ , равном 24 (1), 37 (2), 46 (3),
 48 (4), 48,2 (5)); II — $\theta_n = 5$, $\gamma = 0,005$, $\beta = 0,03$, $\sigma = 0,5$, $S = 1$, $L = 1$ (при τ , равном
 2,9 (1), 5,9 (2), 9,6 (3), 12,1 (4), 14,4 (5)).

связано с тем, что в начальные моменты времени в систему поступает убывающий по времени поток тепла от стенки, а затем по мере прогрева увеличивается приток тепла за счет экзотермической реакции.

Как и следовало ожидать [3], вид пространственно-временного распределения переменных существенно зависит от параметра γ , характеризующего роль выгорания. При малых γ процесс разогрева похож на созревание теплового взрыва, глубина превращения мала и не влияет на характеристики. При увеличении γ взрывная картина становится менее четкой. В настоящей работе расчет характеристик зажигания про-

веден для нормальных режимов (при малых γ [3]). Определялись следующие величины: τ_* — время прогрева (промежуток времени, по истечении которого тепловой поток у поверхности обращается в нуль); τ_3 — время задержки зажигания (определяется по моменту интенсивного

роста максимальной температуры); $\omega_* = - \int_0^{\tau_*} (1 + \beta\theta)^s \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \Big|_{\xi=0} d\tau$ —

количество тепла, полученного газовой смесью от нагретой стенки за время прогрева.

При соответствующих значениях (иногда формальных) параметров можно пренебрегать теми или другими эффектами. Так, при $\pi=0$ не учитываются в (1)—(4) гидродинамические эффекты, при $S=0$ — зависимость коэффициентов теплопроводности и диффузии от температуры; при $\gamma=0$ имеем случай реакции нулевого порядка, при $L=0$ исключаем из рассмотрения диффузию.

Результаты счета приведены в таблице. Данные в первом столбце соответствуют системе, рассмотренной в [3]. Во втором, третьем и четвертом столбцах приведены данные с учетом указанных выше эффектов независимо один от другого: во втором учитывалась зависимость коэффициента теплопроводности от температуры, в третьем — наличие диффузии, в четвертом — гидродинамические эффекты. В пятом столбце приведены характеристики зажигания с одновременным учетом всех эффектов.

Сравним характеристики, приведенные во втором и первом столбцах. Для более низких температур коэффициент теплопроводности меньше и тепло, идущее от стенки, накапливается в меньшей зоне, чем это наблюдалось в условиях первого столбца. Это приводит к уменьшению τ_* , τ_3 и ω_* . Различие должно быть тем существенней, чем больше θ_n . Для $\theta_n = 20$ (при $\gamma=0$) различие в τ_* достигает 25%, в τ_3 — 20%, в ω_* — 17%.

Учет диффузии при малых γ дает малый эффект, так как известно, что в этом случае глубина разложения мала и ею можно пренебречь. По мере вырождения процесса (увеличение γ) роль η растет и увеличивается эффект от влияния диффузии.

Если учитывать гидродинамику процесса, ρ становится переменным. При более высоких температурах ρ уменьшается и одна и та же масса газа занимает больший объем, градиенты температур падают, что приводит к замедлению процесса, τ_* и τ_3 увеличиваются. Этот эффект тем существенней, чем больше разность температур (θ_n). Так, для $\theta_n = 20$, а $\gamma = 0$, τ_* и τ_3 увеличиваются на 30%; для $\gamma = 0,005$ τ_* и τ_3 больше на 72%. Гидродинамика может оказать влияние на процесс также через параметр σ , однако, как показали расчеты, для нормальных режимов наблюдается слабая зависимость характеристик от σ .

Результаты, приведенные в последнем столбце, практически совпадают с результатами, приведенными в первом, так как эффекты гидродинамики и учета зависимости коэффициентов λ и $D\rho$ от температуры направлены противоположно друг другу. В определении времени прогрева и времени зажигания для газов можно пользоваться ранее полученными результатами, не учитывающими гидродинамической и диффузионной картины. Различие ω_* для больших температурных напоров θ_n может достигать более значительной величины. Сильного влияния гидродинамики следует ожидать при вырожденных режимах.

В заключение авторы благодарят А. Г. Мержанова и Б. И. Хайкина за постоянное внимание и ценные советы при выполнении данной работы.

