

Таким образом, приведенные экспериментальные данные и сформулированные на их основе физико-химическая и математическая модели позволяют выявить роль процессов поверхностного и объемного испарения на закономерности нестационарного тепло- и массопереноса и зажигания древесины с повышенным влагосодержанием при радиационно-конвективном теплообмене в атмосфере газообразного окислителя.

Полученные результаты могут быть использованы при оценке воспламенения конструкций из древесных материалов с учетом увлажнения и оптимизации средств пожаротушения водой в условиях интенсивного пожара на производстве и в быту.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. А. Иванов. Безопасность применения материалов в контакте с кислородом. М.: Химия, 1974.
2. Г. И. Исаков, В. Е. Абалтусов.— В кн.: Первая Всесоюзная школа-семинар по теории горения. Томск: Изд-во ТГУ, 1975.
3. А. М. Гришин, Г. Н. Исаков. ФГВ, 1976, 12, 2, 366.
4. Г. И. Исаков, В. В. Несмелов.— В кн.: Физика горения и методы ее исследования. Чебоксары: Изд-во ЧГУ, 1980.
5. Э. В. Конев. Физические основы горения растительных материалов. Новосибирск: Наука, 1977.
6. Б. С. Чудинов. Вода в древесине. Новосибирск: Наука, 1984.
7. А. В. Лыков. Теория сушки. М.: Энергия, 1968.
8. А. В. Лыков, Г. В. Васильева. ИФЖ, 1968, 14, 3, 395.
9. В. И. Шевцов и др.— В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Горение конденсированных и гетерогенных систем. Черногловка, 1980.
10. Ю. В. Полежаев, Ф. Б. Юевич. Тепловая защита. М.: Энергия, 1976.
11. Г. Н. Исаков, Г. С. Касьянов, В. В. Несмелов.— В кн.: Исследование процессов неустойчивого горения. Чебоксары: Изд-во ЧГУ, 1984.
12. Г. Н. Исаков. Некоторые вопросы методологии кинетического эксперимента при термическом анализе полимерных материалов и композиций на их основе. ТГУ, 1980. Деп. ВИНТИ, № 4207—80.
13. Г. И. Исаков. ФГВ, 1979, 15, 5, 11.
14. Г. А. Тирский. ПМТФ, 1965, 1, 45.
15. А. В. Лыков. Теплообмен. Справочник. М.: Энергия, 1978.
16. А. М. Гришин, А. Я. Кузин.— В сб.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.
17. Я. Д. Мамедов, С. А. Аширов. Нелинейные уравнения Вольтерра. Ашхабад: Ылым, 1977.
18. Холв, Кэнери. Теплопередача, 1982, 2, 124.

Поступила в редакцию 25/III 1985
после доработки — 17/VI 1985

УСТОЙЧИВОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ДВУХСТАДИЙНОЙ ВОЛНЫ ГОРЕНИЯ В РЕЖИМЕ УПРАВЛЕНИЯ

В. А. Вольперт, П. М. Кришеник
(Черногловка)

Распространение волн горения с несколькими разделенными в пространстве узкими зонами химического превращения возможно в задачах стадийного горения. Такая структура волны реализуется, например, при протекании двух последовательных реакций в режиме управления, когда в одной зоне происходит превращение исходного вещества А в промежуточный продукт В, а в другой — превращение В в конечный продукт С, и зона первой реакции «подталкивается» заметным тепловым потоком из второй [1]. Режим управления возможен и в случае независимых реакций $A \rightarrow C$, $B \rightarrow D$, когда исходную смесь составляют не реагирующие между собой вещества А и В и взаимодействие стадий происходит через тепловые факторы [2].

В [1, 2] исследовались стационарные режимы распространения, структура и скорость волны горения, условия реализации получены в терминах скоростей одностадийных процессов. Рассмотрению стационарных задач стадийного горения в различных постановках посвящены так-

же работы [3—9]. В настоящей статье изучается устойчивость двухстадийной волны горения, распространяющейся в конденсированной среде в режиме управления. Рассмотрение проводится на примере независимых реакций. Полученные результаты трактуются с точки зрения устойчивости одностадийных процессов и тем самым выясняется влияние теплового взаимодействия стадий на устойчивость волны. Такой способ представления результатов отличается от использованного ранее в [10], где численным счетом на ЭВМ исследовано нестационарное распространение двухстадийной последовательной реакции в к-фазе и приведена граница устойчивости в зависимости от соотношения между энергиями активаций стадий при постоянных значениях других параметров задачи.

Постановка задачи

Рассматривается распространение волны горения при одновременном протекании двух химических реакций по идеализированной схеме:



Дифференциальные уравнения, описывающие процесс распространения в конденсированной среде, имеют вид

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - u \frac{\partial T}{\partial x} + q_1 \varphi_1(a) \Phi_1(T) + q_2 \varphi_2(b) \Phi_2(T), \quad (3)$$

$$\frac{\partial a}{\partial t} = -u \frac{\partial a}{\partial x} - \varphi_1(a) \Phi_1(T), \quad (4)$$

$$\frac{\partial b}{\partial t} = -u \frac{\partial b}{\partial x} - \varphi_2(b) \Phi_2(T), \quad (5)$$

$$x \rightarrow -\infty : T = T_0, \quad a = a_0, \quad b = b_0,$$

$$x \rightarrow +\infty : \frac{\partial T}{\partial x} = \hat{0}, \quad a = b = 0 \quad (6)$$

и записаны в координатах, связанных с фронтом стационарной волны. Здесь x — пространственная переменная; t — время; T — температура смеси; a и b — концентрации вещества А и В; κ — коэффициент теплопроводности; q_1 и q_2 — саморазогрев реакций (1) и (2); u — линейная скорость распространения стационарной волны; T_0 , a_0 и b_0 — начальные температура и концентрации. Ограничимся ниже рассмотрением реакций нулевого порядка, т. е. φ_1 и φ_2 равны единице при положительном значении своего аргумента и нулю — при отрицательном. Предполагаем сильную температурную зависимость функций Φ_1 и Φ_2 . В случае аррениусовской зависимости, когда

$$\Phi_i(T) = k_i \exp(-E_i/RT) \quad (i = 1, 2), \quad (7)$$

это сводится к условию $RT^2/E_i q_i \ll 1$, где E_i — энергии активаций; k_i — предэкспоненциальные множители. Если условие сильной температурной зависимости выполнено, то зоны реакций узкие, что позволяет воспользоваться при решении задачи (3) — (6) приближением Зельдовича — Франк-Каменецкого [11, 12] и считать зоны реакции сосредоточенными в точке.

Приведем результаты решения стационарной задачи (3) — (6), которые получены в [2] и понадобятся ниже при исследовании устойчивости. Температурный и концентрационный профили в стационарной волне горения, распространяющиеся в режиме управления, где впереди (при $x = -l$) расположена зона реакции (1), а сзади (при $x = 0$) — зона реакции (2), имеют вид

$$x < -l : T_{ст}(x) = T_0 + (T_* - T_0) \exp \frac{u}{\kappa} (x + l), \quad a = a_0, \quad b = b_0;$$

$$-l < x < 0 : T_{ст}(x) = T_0 + q_1 a_0 + q_2 b_0 \exp \frac{u}{\kappa} x, \quad a = 0, \quad b = b_0; \quad (8)$$

$$x > 0 : T = T_r = T_0 + q_1 a_0 + q_2 b_0, \quad a = 0, \quad b = 0.$$

В (8) входят величины: l — расстояние между зонами реакций, T_* — температура в зоне реакции (1) и u — скорость распространения, которые также должны быть найдены при решении стационарной задачи. Они определяются из условий сопряжения решений в точках $x = 0$ и $x = -l$. Эти условия использовались также для получения (8). Здесь не приводится их вид, поскольку ниже будут выписаны более общие условия сопряжения решений нестационарной задачи.

Обозначим через $u_a(T)$ и $u_b(T)$ скорости распространения волн горения при раздельном протекании реакций (1) и (2) по веществу, начальная температура которого равна T :

$$u_a^2(T) = \frac{2\kappa}{q_1 a_0^2} \int_0^{T+q_1 a_0} \Phi_1(\Theta) d\Theta,$$

$$u_b^2(T) = \frac{2\kappa}{q_2 b_0^2} \int_0^{T+q_2 b_0} \Phi_2(\Theta) d\Theta.$$

Необходимым условием реализации описанного выше режима управления является соотношение между скоростями одностадийных процессов

$$u_a(T_0) < u_b(T_a) < u_a(T_b).$$

Здесь $T_a = T_0 + q_1 a_0$; $T_b = T_0 + q_2 b_0$. Скорость распространения волны горения $u = u_b(T_a)$, расстояние l выражается через T_* по равенству

$$\theta = \sigma \exp(-L), \quad (9)$$

де $\theta = (T_* - T_a)/q_1 a_0$; $\sigma = q_2 b_0/q_1 a_0$; $L = u/\kappa \cdot l$, а T_* находится из условия

$$u^2 = \frac{2\kappa}{q_1 a_0^2} \frac{1}{2\theta + 1} \int_0^{T_*} \Phi_1(\Theta) d\Theta.$$

Исследование устойчивости

При исследовании устойчивости стационарной волны к малым возмущениям считаем, что зоны реакций (1), (2) находятся в точках $-l + \eta(t)$ и $\xi(t)$, где малые смещения положения стационарных зон реакций $\eta(t)$ и $\xi(t)$ задаются в виде [13]

$$\xi = \varepsilon_1 \exp \omega t, \quad \eta = \varepsilon_2 \exp \omega t \quad (10)$$

($\varepsilon_1, \varepsilon_2$ — малые амплитуды; ω — искомая частота возмущений). Уравнение (3) должно решаться без источников ($\Phi_i = 0$) в областях прогрева $x < \eta - l$, $-l + \eta < x < \xi$ и продуктов реакции $x > \xi$ с последующим сопряжением в зонах реакций $x = \eta - l$, $x = \xi$. Решение (3) ищется в виде суммы стационарного распределения и малого возмущения температуры

$$T(t, x) = T_{ст}(x) + \tilde{T}(x) \exp \omega t, \quad (11)$$

откуда получаем, что $\tilde{T}(x)$ должно удовлетворять выражению

$$\kappa \tilde{T}'' - u \tilde{T}' - \omega \tilde{T} = 0,$$

которое имеет два линейно независимых решения $\exp(\mu_1 x)$ и $\exp(\mu_2 x)$, где $\mu_1 = u/2\kappa \cdot (1 + d)$, $\mu_2 = u/2\kappa \cdot (1 - d)$, $d = \sqrt{1 + 4\Omega}$, $\Omega = \kappa\omega/u^2$.

Используя условие ограниченности возмущения $T(x)$ при $x \rightarrow \pm\infty$, получим

$$\begin{aligned} x < -l + \eta: T(x) &= c_1 \exp(\mu_1 x), \\ -l + \eta < x < \xi: T(x) &= c_2 \exp(\mu_1 x) + c_3 \exp(\mu_2 x), \\ x > \xi: T(x) &= c_4 \exp(\mu_2 x). \end{aligned} \quad (12)$$

Здесь c_j ($j = 1, \dots, 4$) — неизвестные константы, связь между которыми дают условия сопряжения в зонах реакций.

В зоне реакции (2), т. е. при $x = \xi$, условия сопряжения имеют вид

$$\begin{aligned} x = \xi : [T] = 0, \quad \kappa \left[\frac{\partial T}{\partial x} \right] &= q_2 b_0 \left(u - \frac{d\xi}{dt} \right), \\ \kappa \left[\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 \right] &= 2 \int_{T(t, \xi)}^{T(t, \xi)} q_2 \Phi_2(T) dT, \end{aligned} \quad (13)$$

где квадратные скобки обозначают скачок функции в зоне реакции:

$$[f] = f(\xi - 0) - f(\xi + 0).$$

Первое из условий (13) означает непрерывность температуры, второе дает связь между разностью потоков тепла по обе стороны зоны реакции и нестационарной скоростью горения. Третье условие может быть получено, если рассмотреть нестационарное уравнение (3) в зоне реакции, отбросить мало меняющиеся там члены $\partial T / \partial t$ и $\partial T / \partial x$, помножить его на $\partial T / \partial x$ и проинтегрировать по зоне реакции. Аналогичные условия сопряжения выписываются для зоны реакции (1)

$$\begin{aligned} x = -l + \eta : [T] = 0, \quad \kappa \left[\frac{\partial T}{\partial x} \right] &= q_1 a_0 \left(u - \frac{d\eta}{dt} \right), \\ \kappa \left[\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 \right] &= 2 \int_{T(t, \eta - l)}^{T(t, \eta - l)} q_1 \Phi_1(T) dT. \end{aligned} \quad (14)$$

Учитывая вид стационарного решения (8) и малых возмущений (12), подставим выражение (11) для нестационарной температуры в (13) и (14) и получим после линеаризации по $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ и T систему линейных однородных уравнений относительно $\varepsilon_1, \varepsilon_2, c_j$ ($j = 1, \dots, 4$):

$$\begin{aligned} q_2 b_0 \frac{u}{\kappa} \varepsilon_1 + c_2 + c_3 &= c_4, \\ q_2 b_0 \frac{u}{\kappa} \varepsilon_1 + \frac{\kappa}{u} (c_2 \mu_1 + c_3 \mu_2 - c_4 \mu_2) &= -q_2 b_0 \frac{u}{\kappa} \varepsilon_1 \Omega, \\ q_2 b_0 \frac{u}{\kappa} \varepsilon_1 + \frac{\kappa}{u} (c_2 \mu_1 + c_3 \mu_2) &= \frac{\kappa \Phi_2(T_\Gamma)}{b_0 u^2} c_4, \\ q_1 a_0 \frac{u}{\kappa} \varepsilon_2 + c_1 \exp(-\mu_1 l) &= c_2 \exp(-\mu_1 l) + c_3 \exp(-\mu_2 l), \\ q_1 a_0 \frac{u}{\kappa} \varepsilon_2 + \frac{\kappa}{u} \{c_1 \mu_1 \exp(-\mu_1 l) - c_2 \mu_1 \exp(-\mu_1 l) - \\ &- c_3 \mu_2 \exp(-\mu_2 l)\} = q_1 a_0 \frac{u}{\kappa} \varepsilon_2 \Omega, \\ q_1 a_0 (2\theta + 1) \frac{u}{\kappa} \varepsilon_2 + (\theta + 1) \frac{\kappa}{u} c_1 \mu_1 \exp(-\mu_1 l) - \theta \frac{\kappa}{u} c_2 \mu_1 \exp(-\mu_1 l) - \\ - \theta \frac{\kappa}{u} c_3 \mu_2 \exp(-\mu_2 l) &= \frac{\kappa \Phi_1(T_*)}{a_0 u^2} \left\{ q_1 a_0 (\theta + 1) \frac{u}{\kappa} \varepsilon_2 + c_1 \exp(-\mu_1 l) \right\}. \end{aligned} \quad (15)$$

Условие нетривиальной разрешимости системы (15), т. е. равенство нулю соответствующего определителя, дает дисперсионное соотношение

$$\begin{aligned} \{Z_2(1 + 2\Omega - d) - \Omega(1 + d) - 1/2(d - 1)^2\} \{Z_1(1 + 2\theta)(1 + 2\Omega - d - 2d\theta) - \\ - \Omega(1 + d) - 1/2(d - 1)^2 - 2d\theta(\Omega - 1)\} = \\ = \Omega^2 \exp(-dL) \{2Z_1(1 + 2\theta) + 1 - d\} (2Z_2 + d - 1), \end{aligned} \quad (16)$$

связывающее неизвестную величину Ω с параметрами задачи. В дисперсионное соотношение входят четыре параметра θ, L, Z_1, Z_2 . Параметры θ и L характеризуют структуру стационарной двухстадийной волны го-

рения: безразмерные температуру в зоне реакции (1) и расстояние между зонами реакций (9). Параметры Z_1 и Z_2 имеют вид

$$Z_1 = \frac{1}{2} q_1 a_0 \frac{\Phi_1(T_*)}{T_*} = q_1 a_0 \left. \frac{\partial \ln u_a(T)}{\partial T} \right|_{T=T_0+q_1 a_0 \theta},$$

$$Z_2 = \frac{1}{2} q_2 b_0 \frac{\Phi_2(T_r)}{T_r} = q_2 b_0 \left. \frac{\partial \ln u_b(T)}{\partial T} \right|_{T=T_c}$$

и ответственны за устойчивость одностадийных стационарных процессов. Эти величины могут быть определены экспериментально при изучении соответствующих одностадийных процессов как чувствительность скорости горения к изменению начальной температуры, что позволяет решать задачу об устойчивости без использования точного вида функций $\Phi_1(T)$ и $\Phi_2(T)$. В методическом отношении такой подход близок к [14]. Если вид Φ_1 и Φ_2 известен, то Z_1 и Z_2 находятся расчетом. В частности, когда температурные зависимости задаются формулами (7),

$$Z_1 = \left(1 + 2 \frac{RT_*}{E_1}\right) \frac{E_1 q_1 a_0}{2RT_*^2}, \quad Z_2 = \left(1 + 2 \frac{RT_r}{E_2}\right) \frac{E_2 q_2 b_0}{2RT_r^2}. \quad (17)$$

Обратим внимание на структуру дисперсионного соотношения. Равенство

$$Z(1 + 2\Omega - d) - \Omega(1 + d) - 1/2(d - 1)^2 = 0$$

— это дисперсионное соотношение, выведенное в [14] при исследовании устойчивости одностадийной волны горения. Поэтому, если L достаточно велико, то правая часть (16) мала, θ мало, и условия колебательной устойчивости двухстадийной волны сводятся к одновременной устойчивости одностадийных процессов: $Z_1 < 4$, $Z_2 < 4$. Таким образом, из дисперсионного соотношения получается тот физически ясный факт, что когда зоны реакций находятся далеко друг от друга, то они не взаимодействуют.

Дисперсионное соотношение позволяет делать выводы об устойчивости двухстадийной волны горения. Если параметры задачи таковы, что все Ω , находящиеся из уравнения (16), имеют отрицательные действительные части, то стационарная волна устойчива. Если хотя бы одно Ω имеет положительную действительную часть, стационарная волна неустойчива. Границе устойчивости отвечает случай $\text{Re } \Omega = 0$ при том, что все остальные Ω , находящиеся из (16), имеют отрицательные действительные части.

Уравнение (16) имеет решение $\Omega = 0$, не влияющее на неустойчивость волны, при любых значениях параметров задачи в силу инвариантности стационарной волны относительно сдвигов по x . Поэтому для нахождения границ аperiodической неустойчивости надо сначала поделить (16) на Ω , используя справедливое при малых Ω представление $d = \sqrt{1 + 4\Omega} \approx 1 + 2\Omega - 2\Omega^2$, а затем положить $\Omega = 0$. При этом получается

$$Z_1(1 + 2\theta) = 1. \quad (18)$$

Можно проверить, что Ω , которое равно нулю при $Z_1 = (1 + 2\theta)^{-1}$, переходит от положительных значений к отрицательным при возрастании Z_1 . Отметим, что получаемые из (18) значения Z_1 малы и в случае (7) оказываются, по-видимому, вне пределов применимости использованного метода узкой зоны реакции.

Для нахождения границ периодической неустойчивости положим в (16) $\Omega = i\varphi$. Уравнение (16) трансцендентное и в отличие от дисперсионного соотношения в случае одностадийной волны горения [13—15] не может быть сведено к алгебраическому. Предлагается следующий метод его исследования.

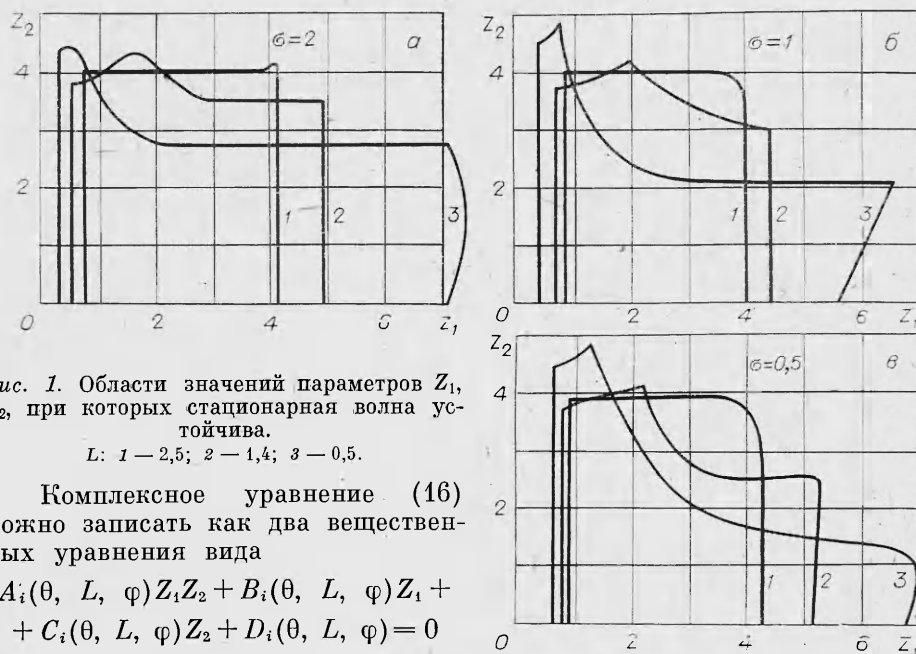


Рис. 1. Области значений параметров Z_1 , Z_2 , при которых стационарная волна устойчива.

L : 1 — 2,5; 2 — 1,4; 3 — 0,5.

Комплексное уравнение (16) можно записать как два вещественных уравнения вида

$$A_i(\theta, L, \varphi)Z_1Z_2 + B_i(\theta, L, \varphi)Z_1 + C_i(\theta, L, \varphi)Z_2 + D_i(\theta, L, \varphi) = 0 \quad (i = 1, 2).$$

Явные выражения для коэффициентов легко восстановить по (16). Полученная система сводится к квадратному уравнению относительно Z_1 и в итоге — к выражению Z_1 и Z_2 через θ , L , φ :

$$Z_i = f_i(\theta, L, \varphi) \quad (i = 1, 2) \quad (19)$$

(для простоты изложения в этих формулах не отражена многозначность Z_i , связанная с наличием двух корней квадратного уравнения). Выражения для функций f_i не приводятся ввиду их громоздкости.

Таким образом, если фиксировать значения θ и L , а φ считать параметром, то формулы (19) параметрически задают на плоскости (Z_1, Z_2) кривые, отвечающие чисто мнимым Ω в (16). Области изменения φ определяются условием положительности дискриминанта квадратного уравнения. Прямая (18) и кривые (19) разбивают плоскость (Z_1, Z_2) на такие области, что для всех значений параметров из одной области дисперсионное уравнение имеет одно и то же количество решений Ω с положительной вещественной частью. При $Z_2 = Z_1(1 + 2\theta) = 1$ уравнение (16) не имеет решений Ω с положительной действительной частью ни при каких значениях θ и L . Это утверждение легко проверяется и позволяет указывать область изменения параметров задачи, при которых стационарная волна устойчива. Можно также показать, что во всех остальных областях стационарная волна неустойчива.

На рис. 1, а представлены области значений параметров Z_1, Z_2 , при которых стационарная волна устойчива. Вместо θ в качестве независимого параметра выбрано σ , которое связано с θ формулой (9). При $L = 2,5$, т. е. когда расстояние между зонами реакций составляет 2,5 прогретых слоя, фронты практически не взаимодействуют между собой и условия колебательной неустойчивости сводятся к условиям неустойчивости одностадийных процессов $Z_1 > 4, Z_2 > 4$. Левая граница области $Z_1 \approx 0,5$ отвечает аperiодической неустойчивости (18). При меньшем расстоянии между зонами реакций структура границы области устойчивости в основном сохраняется: можно выделить правую границу, отвечающую колебательной неустойчивости переднего фронта (1), верхнюю, отвечающую неустойчивости фронта (2), и левую, связанную с аperiодической неустойчивостью (18). При уменьшении L граница, отвечающая

неустойчивости переднего фронта, смещается в область больших Z_1 . Это связано со стабилизирующим влиянием потока тепла из зоны реакции (2) в зону реакции (1): при попытке переднего фронта начать колебаться и увеличить расстояние между фронтами поток тепла падает, температура в зоне реакции (1) уменьшается и фронт тормозится, при уменьшении расстояния между фронтами поток тепла возрастает и скорость фронта (1) увеличивается.

Верхняя граница устойчивости при уменьшении L в среднем понижается. Это связано с нарушением михельсоновского профиля реакции (2) за счет переднего фронта и наличием стока тепла в точке $x = -l$. Отметим также немонотонный характер верхней части границы устойчивости, связанный с взаимодействием между фронтами. Аналогичная картина изменения областей устойчивости при уменьшении L наблюдается и при других значениях параметра σ (рис. 1, б, в).

Из формул (15) можно найти $\arg(\varepsilon_2/\varepsilon_1)$ на границе устойчивости, что позволяет судить о сдвиге фаз в колебаниях фронтов (1) и (2).

Численный счет

Для проверки качественных выводов о характере неустойчивости двухстадийной волны горения, полученных в приближении поверхности горения и нулевого порядка реакций, проведен численный анализ нестационарной задачи (3) — (5).

При расчетах предполагалось, что реакции (1), (2) первого порядка, а функции тепловыделения задаются формулами (7). Обезразмерная система уравнений имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Theta}{\partial \tau} &= \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \xi^2} + \delta_1 (1 - \eta_1) \exp \frac{\delta_2 \Theta}{1 + \beta \Theta} + (1 - \eta_2) \exp \frac{\Theta}{1 + \beta \Theta}, \\ \frac{\partial \eta_1}{\partial \tau} &= \delta_1 \delta_3 \gamma (1 - \eta_1) \exp \frac{\delta_2 \Theta}{1 + \beta \Theta}, \\ \frac{\partial \eta_2}{\partial \tau} &= \gamma (1 - \eta_2) \exp \frac{\Theta}{1 + \beta \Theta}. \end{aligned} \quad (20)$$

Здесь Θ — температура; τ — время; ξ — пространственная переменная; η_1, η_2 — глубина превращения в реакциях (1) и (2); $\gamma, \beta, \delta_1, \delta_2, \delta_3$ — параметры задачи, связанные с размерными переменными и параметрами системы (3) — (5) соотношениями:

$$\begin{aligned} \Theta &= \frac{T - T_r}{RT_r^2} E_2, \quad \hat{\rho} = \frac{RT_r}{E_2}, \quad \gamma = \frac{RT_r^2}{E_2 q_2 b_0}, \quad \delta_1 = \frac{q_1 a_0 k_1}{q_2 b_0 k_2} \exp \frac{E_2 - E_1}{RT_r}, \\ \delta_2 &= \frac{E_1}{E_2}, \quad \delta_3 = \frac{a_2 b_0}{q_1 a_0}, \quad \tau = \frac{t}{t_*}, \quad \xi = \frac{x}{x_*}, \quad x_* = \sqrt{\kappa t_*}, \\ t_* &= \frac{\gamma}{\Phi_2(T_r)}, \quad \eta_1 = \frac{a_0 - a}{a_0}, \quad \eta_2 = \frac{b_0 - b}{b_0}, \quad \Theta_n = \frac{T_0 - T_r}{RT_r^2} E_2. \end{aligned}$$

Уравнения (20) решались на полуоси $\xi > 0$ с начальными условиями $\tau = 0: \Theta = \Theta_n, \eta_1 = 0, \eta_2 = 0$.

Волну горения инициировали источником тепла, расположенным при $\xi = 0$ и действующим в течение времени τ_{imp} :

$$\begin{aligned} \xi = 0: \quad \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} &= \Theta - \Theta_w \quad (\tau < \tau_{imp}), \\ \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} &= 0 \quad (\tau > \tau_{imp}). \end{aligned}$$

Счет вели до выхода на установившийся режим. Полученные численные результаты об устойчивости двухстадийной волны горения сравнивали с

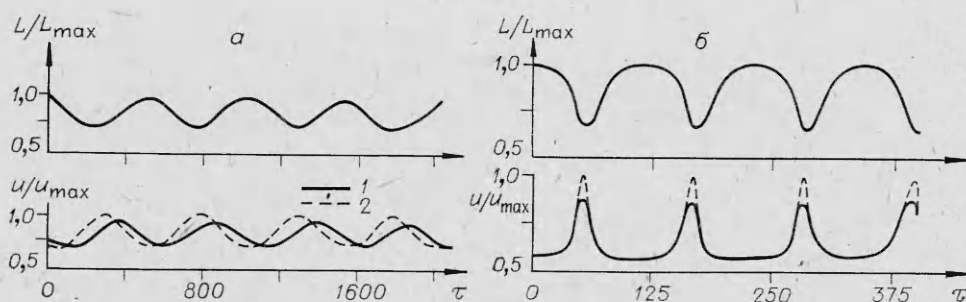


Рис. 2. Зависимости скоростей распространения переднего (1) и заднего (2) фронтов и расстояния между ними от времени при $\delta_1 = 100$ (а), и 10 (б); $E_1 = E_2 = 160$ кДж/моль, $q_{1a_0} = 300$ К, $q_{2b_0} = 600$ К, $T_0 = 300$ К.

критериями устойчивости одностадийных волн реакций (1) и (2), которые брались в виде [16]

$$\alpha_1 = RT_a/E_1 \cdot (9,1 \cdot T_a/(T_a - T_0) - 2,5),$$

$$\alpha_2 = RT_r/E_2 \cdot (9,1 \cdot T_r/(T_r - T_a) - 2,5).$$

При $\alpha_1 > 1$ (соответственно $\alpha_2 > 1$) стационарное распространение зоны реакции (1) (зоны реакции (2)) по веществу, имеющему начальную температуру T_0 (T_a), устойчиво, при $\alpha_1 < 1$ ($\alpha_2 < 1$) — неустойчиво.

Чтобы показать стабилизирующее влияние потока тепла из зоны реакции (2) в зону реакции (1), выбраны следующие значения параметров: $E_1 = 168$ кДж/моль, $E_2 = 84$ кДж/моль, $q_{1a_0} = 300$ К, $q_{2b_0} = 600$ К, $T_0 = 300$ К, $\delta_1 = 100$. В этом случае распространение стадии (1) в отсутствие стадии (2) сильно неустойчиво ($\alpha_1 = 0,471$), а зоны реакции (2) — устойчиво ($\alpha_2 = 1,884$). При численном счете наблюдалось устойчивое распространение двухстадийной волны горения.

Поток тепла может оказаться недостаточным для стабилизации. При $E_1 = E_2 = 160$ кДж/моль, $q_{1a_0} = 300$ К, $q_{2b_0} = 600$ К, $T_0 = 300$ К, $\delta_1 = 100$ передний фронт неустойчив ($\alpha_1 = 0,628$), задний устойчив ($\alpha_2 = 1,256$), а стационарная двухстадийная волна оказывается неустойчивой, и распространение происходит в автоколебательном режиме. На рис. 2, а приведены зависимости скоростей каждого из фронтов и расстояния между зонами реакций от времени. Заметен небольшой сдвиг по фазам в колебаниях фронтов. Если изменить параметры задачи так, чтобы расстояние между фронтами в стационарной волне горения уменьшилось, то, как следует из проведенного приближенного анализа, система может оказаться дальше от границы устойчивости, и характер колебаний усложнится. Действительно, при $\delta_1 = 10$ (рис. 2, б) колебания уже не являются гармоническими. Аналогичная картина усложнения поведения волны наблюдается при $E_1 = 84$ кДж/моль, $E_2 = 168$ кДж/моль, $q_{1a_0} = q_{2b_0} = 700$ К, $T_0 = 300$ К. В случае $\delta_1 = 100$ двухстадийная волна горения распространяется с постоянной скоростью, а при $\delta_1 = 1$ — в автоколебательном режиме.

При $E_1 = 55$ кДж/моль, $E_2 = 218$ кДж/моль, $q_{1a_0} = 600$ К, $q_{2b_0} = 300$ К, $T_0 = 200$ К, $\delta_1 = 9,3$ каждый из одностадийных процессов ус-

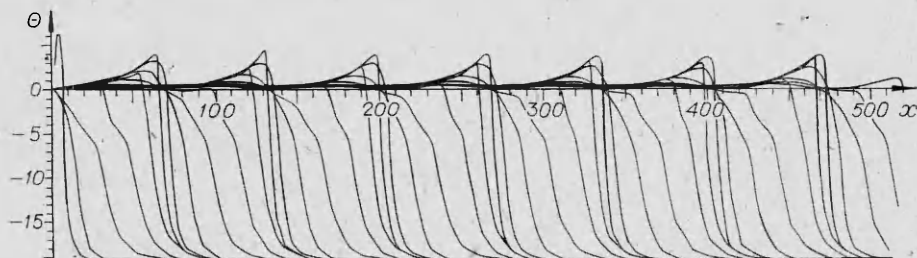


Рис. 3. Пространственно-временное распределение температуры; $E_1 = 55$ кДж/моль, $E_2 = 218$ кДж/моль, $q_{1a_0} = 600$ К, $q_{2b_0} = 300$ К, $T_0 = 200$ К, $\delta_1 = 9,3$.

тойчив: $\alpha_1 = 1,18$; $\alpha_2 = 1,3$. Тем не менее двухстадийная волна горения оказывается неустойчивой из-за нарушения михельсоновского профиля реакции (2) и стока тепла в зоне реакции (1). На рис. 3 приведены профили температуры Θ как функции пространственной переменной ξ в различные моменты времени. Ясно виден колебательный характер распространения.

Для проверки результатов анализа устойчивости методом узкой зоны реакции проведен еще ряд численных экспериментов. Результаты всех расчетов хорошо согласуются с приближенным анализом.

Таким образом, в работе исследована устойчивость распространения волны горения при протекании двух независимых реакций. Указаны области изменения параметров задачи, при которых стационарная волна устойчива. Показано, что тепловой поток в зону расположенной впереди реакции оказывает стабилизирующее влияние на волну горения. Напротив, искажение михельсоновского профиля второй реакции, происходящее за счет наличия первой, дестабилизирует волну.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. И. Хайкин, А. К. Филопенко, С. И. Худяев. ФГВ, 1968, 4, 4, 591.
2. В. А. Вольперт, Б. И. Хайкин, С. И. Худяев.— В кн.: Проблемы технологического горения. Т. 1. Черноголовка, 1981.
3. А. Г. Мержанов, Э. Н. Руманов, Б. И. Хайкин. ПМТФ, 1972, 6, 99.
4. Б. И. Хайкин, А. К. Филопенко, С. И. Худяев и др. ФГВ, 1973, 9, 2, 169.
5. В. С. Берман, Ю. С. Рязанцев. ПМТФ, 1973, 1, 75.
6. A. K. Kapila, G. S. S. Ludford. Comb. Flame, 1977, 29, 2, 167.
7. S. V. Margolis, B. J. Matkowsky. SIAM J. Appl. Math., 1982, 42, 6, 1175.
8. М. Б. Боровиков, И. А. Буровой, У. И. Гольдшлегер. ФГВ, 1984, 20, 3, 3.
9. Е. А. Некрасов, А. М. Тимохин. ФГВ, 1984, 20, 4, 21.
10. В. С. Берман, Ю. С. Рязанцев, В. М. Шевцова. ФГВ, 1981, 17, 6, 72.
11. Я. Б. Зельдович, Д. А. Франк-Каменецкий. ЖФХ, 1938, 12, 1, 100.
12. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.
13. Г. И. Баренблатт, Я. Б. Зельдович, А. Г. Истратов. ПМТФ, 1962, 4, 21.
14. А. П. Алдушин, С. Г. Каспарян. Докл. АН СССР, 1979, 244, 1, 67.
15. Г. М. Махвиладзе, Б. В. Новожил. ПМТФ, 1971, 5, 51.
16. К. Г. Шкадинский, Б. И. Хайкин, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1971, 7, 1, 19.

Поступила в редакцию 3/VI 1985

ВЛИЯНИЕ ПРОДУКТОВ ГОРЕНИЯ И ДОБАВОК ПАРОВ ВОДЫ НА ТУРБУЛЕНТНОЕ ГОРЕНИЕ СМЕСЕЙ МЕТАНА

А. С. Бетев, В. П. Карпов, Е. С. Северин, А. И. Спасский
(Москва)

В настоящее время рассматривается возможность перевода многих видов транспортных двигателей на метан. Метан обладает высокими антидетонационными свойствами, что позволит перейти на повышенные степени сжатия при искровом зажигании с соответствующим выигрышем в экономичности. Работа двигателей на метане позволяет использовать более бедные составы смеси по сравнению с бензиновыми топливами, а это также дает выигрыш в экономичности и токсичности выхлопа. Использование таких составов связано с тем, что коэффициент диффузии смеси метан — кислород выше коэффициента температуропроводности, отсюда возникают особенности, связанные с диффузионно-тепловой неустойчивостью.

Цель настоящей работы — экспериментальное и расчетное физическое моделирование влияния продуктов горения и паров воды на турбулентное горение смесей метана в двигателе с искровым зажиганием.

Для сопоставления результатов экспериментального моделирования в сферической камере с известным полем турбулентности с условиями