

задачи с учетом влияния внешней среды. Для упрощения исследования рассмотрен важный, но частный теплообмен по закону Ньютона и изучена правомочность описания неоднородных процессов в рамках одномерной модели. Выделение областей параметров  $L$ ,  $\alpha$ , где такой подход справедлив, представляется полезным и интересным. Отметим также, что детальное исследование двумерной задачи в широкой области параметров с позиций влияния теплопотерь сопряжено со значительными трудностями и вряд ли целесообразно. Однако информация, полученная с помощью выборочных численных экспериментов, дает представление о сложной неоднородной структуре неустойчивого фронта горения и динамике процесса в условиях теплопотерь, особенно на грани срыва горения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1941, 11, 1, 159.
2. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1942, 12, 498.
3. Y. B. Zeldovich, G. L. Varenblatt. Comb. Flame, 1959, 3, 61.
4. J. Buckmaster. Comb. Flame, 1976, 26, 2, 151.
5. G. Joulin, P. Clavin. Acta astronaut., 1976, 3, 3/4, 223.
6. К. Г. Шкадинский, Б. И. Хайкин, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1971, 7, 1, 19.
7. К. Г. Шкадинский, Б. И. Хайкин.— В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.
8. К. Г. Шкадинский, М. И. Лебедева. ФГВ, 1975, 11, 4, 530.
9. Б. Н. Кондриков, Б. В. Новожилов. ФГВ, 1974, 10, 5, 661.
10. А. А. Зенин, О. И. Лейпунский, С. В. Писковский и др. ФГВ, 1976, 12, 2, 179.
11. Г. М. Махвиладзе, Б. В. Новожилов. ПМТФ, 1971, 5, 51.
12. Б. И. Хайкин.— В кн.: Процессы горения в химической технологии и металлургии. Черноголовка, 1975.
13. С. Л. Али, Р. Б. Симпсон. РТК, 1979, 17, 1, 66.
14. С. С. Рыбанин, С. Л. Соболев. Докл. АН СССР, 1983, 269, 6, 1394.
15. А. П. Алдушин, С. Г. Каспарян. ФГВ, 1981, 17, 2, 74.
16. А. П. Алдушин, Т. Е. Мартемьянова, А. Г. Мержанов и др. ФГВ, 1972, 8, 2, 202.
17. А. П. Алдушин, В. Д. Луговой, А. Г. Мержанов и др. Докл. АН СССР, 1978, 243, 1434.
18. В. В. Александров, А. А. Давыденко, А. Ф. Еремин и др. ФГВ, 1984, 20, 6, 79.
19. Д. А. Франк-Каменецкий. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1967.
20. А. И. Вольперт, С. И. Худяев. Анализ в классах разрывных функций и уравнения математической физики. М.: Наука, 1975.

*Поступила в редакцию 25/II 1986,  
после доработки — 5/VI 1986*

### УСТОЙЧИВОСТЬ ГОРЕНИЯ БЕЗГАЗОВЫХ СИСТЕМ ПРИ НАЛИЧИИ ТЕПЛОПОТЕРЬ

*А. Г. Струнина, Л. К. Демидова, А. Н. Фирсов, А. Г. Мержанов  
(Черноголовка)*

Вопрос об устойчивости горения безгазовых систем рассматривался аналитически для бесконечно узкой зоны горения без каких-либо предположений о характере реакции [1—4] и численным счетом — для конечной ширины зоны на модели реакции первого порядка [5, 6]. Численным счетом изучалась также устойчивость горения сложных гетерогенных систем, характеризующихся торможением скорости реакции нарастающим слоем продукта [7, 8]. Для иных кинетических схем исследование не проводилось.

В данной работе обобщены результаты численных решений одномерных уравнений горения, направленные на определение области устойчивых режимов при различных уровнях теплопотерь для ряда кинетических схем процесса (простые реакции первого и второго порядков, реакции с самоускорением, сложные реакции с торможением по мере роста глубины превращения). Изучено влияние искривлений темпера-

турного профиля по сечению горящего образца на ширину области устойчивых режимов горения. Исследование проведено для случаев, когда потеря устойчивости процесса означает переход к затуханию горения. Параметры подобраны таким образом, чтобы скорости горения всех исследуемых систем в адиабатических условиях были равны.

### Постановка задачи. Границы устойчивости

Система одномерных уравнений, описывающая процесс горения при наличии теплопотерь, имеет вид

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + Qk_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \varphi(\eta) - \frac{\alpha}{r} (T - T_0), \quad (1)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \varphi(\eta). \quad (2)$$

Граничные условия:

$$\text{при } x = \pm\infty \quad T = T_0.$$

Начальные условия задаются в виде профиля температур  $T(x, 0) = f(x)$  и концентраций  $\eta(x, 0) = g(x)$ , определяемых из решения стационарной задачи

$$\begin{aligned} \lambda \frac{d^2 T}{dx^2} - c\rho u \frac{dT}{dx} + Qk_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \varphi(\eta) &= 0, \\ u \frac{d\eta}{dx} &= k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \varphi(\eta), \\ x = -\infty: \quad T &= T_0, \quad \eta = 0, \\ x = +\infty: \quad T &= T_{ад}, \quad \eta = 1. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $r$  — полутолщина реагирующего образца;  $\alpha$  — коэффициент, характеризующий теплопотери с боковой поверхности;  $\varphi(\eta)$  — кинетическая функция,

$$\varphi(\eta) = \begin{cases} 1 - \eta & \text{— реакция первого порядка,} \\ (1 - \eta)^2 & \text{— реакция второго порядка,} \\ (1 - \eta)(\eta + \eta_0) & \text{— реакция с самоускорением,} \\ S(\eta) \cdot f(\eta) & \text{— сложная реакция, гетерогенных} \\ & \text{систем с торможением [9];} \end{cases}$$

$\eta_0$  — отношение констант скоростей затравочной и основной реакций;  $S(\eta)$  — удельная поверхность реакции;  $f(\eta)$  — функция, характеризующая кинетический закон взаимодействия через слой продукта.

Согласно [5], граница устойчивых режимов горения в адиабатических условиях для реакции первого порядка имеет вид

$$k_{кр} = 9,1\gamma - 2,5\beta = 1, \quad (4)$$

где  $\gamma = \frac{cRT_{ад}^2}{EQ}$ ;  $\beta = RT_{ад}/E$ ;  $T_{ад}$  — адиабатическая температура горения.

Если  $k_{кр} > 1$ , горение устойчиво, если  $k_{кр} < 1$ , горение происходит в пульсирующем режиме. Как показал анализ [10], граница устойчивых режимов в виде (4) хорошо совпадает с критерием устойчивости

$$d \ln u / dT_0 \cdot (T_{ад} - T_0) \simeq 4, \quad (5)$$

полученным в предположении, что зона реакции узка по сравнению с зоной прогрева. Если это предположение не выполняется, то, согласно [8], критерий устойчивости (5) примет вид

$$d \ln u / dT_0 \cdot (T_{макс} - T_0) \simeq 4, \quad (6)$$

где  $T_{макс}$  — температура, соответствующая максимуму функции тепловыделения ( $T_{макс} < T_{ад}$ );  $u$  — скорость горения в адиабатических условиях.

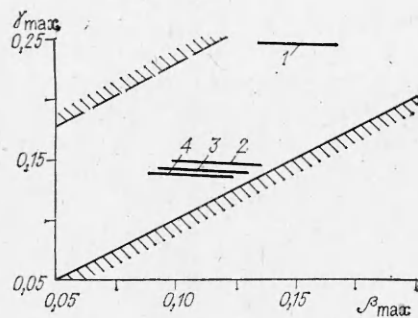


Рис. 1. Границы области устойчивых режимов горения при различных кинетических схемах процесса ( $T = 290$  К).

$\varphi(\eta)$ : 1 —  $(1 - \eta)(\eta + \eta_0)$ ; 2 —  $(1 - \eta)$ ; 3 —  $(1 - \eta)^2$ ; 4 —  $S(\eta) \times \chi f(\eta)$ ,  $\chi = 3$  ( $\chi$  — степень торможения скорости реакции в кинетическом законе).

В соответствии с этим

$$\gamma_{\max} = \frac{cRT_{\max}^2}{EQ}, \quad \beta_{\max} = RT_{\max}/E. \quad (7)$$

Численный счет системы (1)–(3) в большом диапазоне теплокинетических параметров  $Q$  и  $E$  позволил определить границы устойчивых режимов горения для различных кинетических схем процесса.

Полученные результаты аналогично [11] представлены на координатной плоскости  $\gamma_{\max}$ ,  $\beta_{\max}$  (рис. 1) и в целях общности (так как рассмотрены узкие, и широкие зоны реакции) отнесены к  $T_{\max}$ . Там же показаны область вырожденного горения (заштрихованная часть выше штриховой прямой) и область, где горение не реализуется (заштрихованная часть ниже сплошной прямой), полученные в [11] на модели реакции первого порядка.

Таким образом, области возможных значений параметров, обеспечивающих в адиабатических условиях устойчивое горение систем с различными кинетическими схемами процесса, ориентировочно находятся в незаштрихованной части рис. 1 и ограничены снизу соответствующими прямыми 1–4. Как видно, ширина области устойчивых режимов горения для разных кинетических схем процесса существенно зависит от ширины зоны горения (наиболее узкой для реакции с самоускорением (линия 1), последовательно возрастающей для реакций первого и второго порядков и наиболее широкой для реакции с торможением (прямая 4)).

Необходимо отметить, что результаты, представленные на рис. 1, соответствуют начальной температуре 290 К и могут быть иными с изменением последней, что, однако, не должно сказаться на соотношении между областями для исследованных кинетических схем.

### Критический уровень теплопотерь

Анализ ширины области устойчивых режимов горения для различных кинетических законов процесса, проведенный выше, соответствовал адиабатическим условиям. Влияние теплокинетических параметров на устойчивость горения при наличии теплопотерь, предельный уровень теплопотерь, выше которого горение теряет устойчивость, определяли численным счетом системы уравнений (1)–(3). Результаты представлены на рис. 2. По оси абсцисс — критерий устойчивости в адиабатических условиях в форме (4), отнесенный к температуре  $T_*$ . По оси ординат — безразмерный коэффициент теплопотерь

$$\alpha_0 = \alpha \frac{RT_*^2}{Qk_0E} \exp\left(\frac{E}{RT_*}\right) \frac{S}{V} \quad (8)$$

для гомогенных систем, где  $\varphi(\eta) = 1 - \eta$ ;  $(1 - \eta)^2$ ;  $(1 - \eta)(\eta + \eta_0)$  и

$$\alpha_0 = \alpha \frac{RT_*^2}{Qk_0E} \exp\left(\frac{E}{RT_*}\right) \frac{S}{V} f_*(d, z, \eta_*) \quad (9)$$

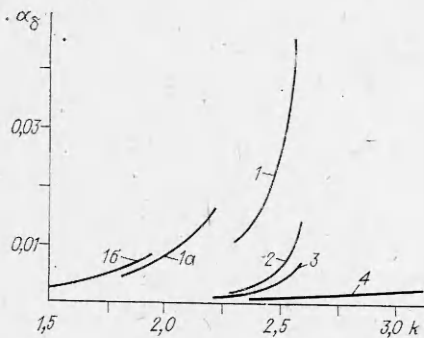


Рис. 2. Предельный уровень теплопотерь в зависимости от критерия устойчивости при различных кинетических схемах процесса.  $\varphi(\eta) = 1 - \eta$  (1, 1а, 1б),  $(1 - \eta)^2$  (2),  $(1 - \eta)(\eta + \eta_0)$  (3),  $S(\eta) \cdot f(\eta)$ ,  $\kappa = 3$  (4).  
 $E$ , ккал/моль: 1, 2-4-8, 1а-10, 1б-12.  $\beta_T$ : 1- $(0,5 + 1,9) \cdot 10^{-3}$ , 1а- $(0,8 + 5,6) \cdot 10^{-3}$ , 1б- $(1,1 - 4,2) \cdot 10^{-3}$ .

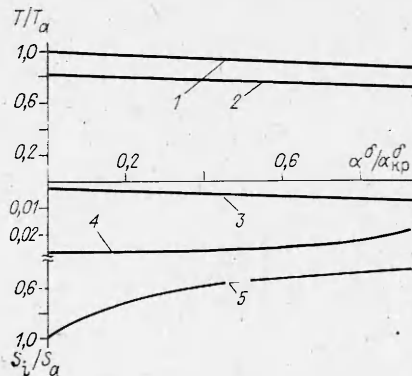


Рис. 3. Изменение характерных температур (1 — максимальная, 2 — соответствующая максимуму функции тепловыделения) и основных зон (3 — прогрев, 4 — реакция, 5 — догорание) с ростом уровня теплопотерь.  $\varphi(\eta) = S(\eta) \cdot f(\eta)$ ,  $\kappa = 10$ .

для систем гетерогенных. Здесь  $f_*(d, z, \eta_*)$  — функция параметров реагирующих частиц в гетерогенной системе (размера частиц  $d$ , их формы  $z$  и начальной глубины разложения  $\eta_*$ );  $S/V$  — отношение теплоотдающей поверхности к тепловыделяющему объему.

Выражения (8), (9) получены при обезразмеривании уравнений (1) — (3) по некоторой характерной температуре  $T_*$ , отличающейся от адиабатической на один характерный интервал  $(T_* = T_{ад} - \frac{RT_{ад}^2}{E})$ .

Каждая из кривых разграничивает область устойчивых режимов горения (ниже кривой) и область, где горение не реализуется<sup>1</sup>. Кривые 1-4 соответствуют исследованным кинетическим схемам процесса при одинаковом диапазоне температурных коэффициентов скорости реакции, линии 1, 1а, 1б — предельные уровни теплопотерь при одинаковой кинетике (реакция первого порядка) и различных температурных коэффициентах  $\beta_T$ . Величина  $\beta_T$  является функцией теплового эффекта и активированности процесса  $(\beta_T \approx \frac{E}{2RT_{ад}^2})$  и характеризует чувствительность скорости горения к изменению температуры. Кинетика реакций, протекающих при горении, сказывается прежде всего на структуре фронта горения.

Анализ результатов, представленных на рис. 2, показывает, что область существования устойчивых режимов горения при наличии теплопотерь возрастает с уменьшением степени чувствительности скорости горения к изменениям температуры (на всех представленных на рис. 2 кривых чувствительность скорости горения к изменению температуры  $\beta_T$  при увеличении  $k$  уменьшается) и с упрощением кинетической схемы процесса. Этот вывод физически ясен: срыв горения с ростом теплопотерь вероятнее для чувствительных к смене температур и сложных систем. Сопоставление результатов, представленных на рис. 1 и 2, обнаруживает противоречие: наиболее устойчивый в адиабатических условиях фронт горения (см. рис. 1, 4) оказывается наименее устойчивым при наличии теплопотерь (рис. 2, 4). Это противоречие объясняется тем, что именно широкие зоны горения оказываются наиболее уязвимыми к теплопотерям.

<sup>1</sup> Как отмечено выше, расчет вели для такого набора исходных параметров, который обеспечивал равные адиабатические скорости горения независимо от кинетики процесса, а потеря устойчивости с ростом уровня теплопотерь означала переход к затуханию горения.

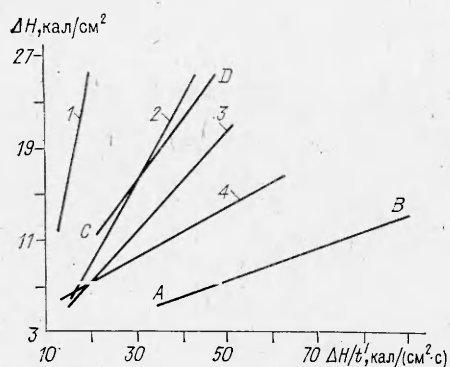


Рис. 4. Значения избытков теплосодержания  $\Delta H$  и тепловых потоков  $\Delta H/t'$  в адиабатических условиях ( $AB$  и  $CD$ ) и на пределе горения ( $1-4$ ).

$\varphi(\eta)$ :  $1 - S(\eta) \cdot f(\eta)$ ,  $\kappa=3$ ,  $2 - (1 - \eta)^2$ ,  $3 - (1 - \eta)$ ,  $4 - (1 - \eta)(\eta + \eta_0)$ .

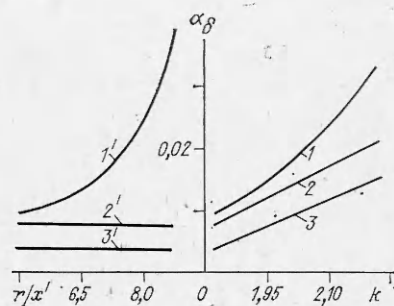


Рис. 5. Предельный уровень теплотерь в зависимости от критерия устойчивости горения  $k$  и характерного размера образца  $r/x'$ .  $\varphi(\eta) = 1 - \eta$ .

1, 1' — двумерная модель, плоский образец;  
2, 2' — одномерная модель, плоский образец;  
3, 3' — одномерная модель, цилиндрический образец.

Согласно [7], во фронте горения конечной ширины можно выделить зоны прогрева, реакции и догорания (если в области реакции не происходит полное превращение вещества). Так как четкой границы между ними нет, то разделение можно провести условно по профилям температур и глубин превращения<sup>2</sup>. Размер зоны  $S_i$  будем считать пропорциональным произведению ее протяженности на диапазон температур, в котором она реализуется. Анализ динамики  $S_i$  каждой из областей ( $S_a = S_{пр} + S_p + S_{д}$  в адиабатических условиях) с ростом коэффициента теплоотвода (рис. 3) показывает, что, несмотря на расширение зоны прогрева при слабом изменении области реакции, общий размер фронта горения сокращается из-за значительного сужения зоны догорания. При этом это сокращение тем существеннее, чем шире фронт горения в адиабатических условиях. В результате система, устойчиво горящая в адиабатических условиях, может оказаться наименее устойчивой при наличии теплопотерь.

Представляет интерес, что ведущая процесс горения температура максимума функции тепловыделения (см. рис. 3, 2) оказывается более стабильной, чем  $T_{\max}$  (см. рис. 3, 1). С ростом теплопотерь разница между характерными температурами фронта медленно сокращается.

Как показано в [12], процесс горения достаточно полно может быть охарактеризован общим запасом тепла (избытком теплосодержания) во фронте горения  $\Delta H = \lambda(T_{ад} - T_0)/u$  и тепловым потоком из зоны горения  $\Delta H/t' = \text{ср}i(T_{ад} - T_0)$ . Все значения  $\Delta H$  и  $\Delta H/t'$  в адиабатических условиях (рис. 4), соответствующие различным кинетическим схемам процесса, для гомогенных и гетерогенных систем укладываются на прямые  $AB$  и  $CD$  соответственно. Общий запас тепла во фронте горения гетерогенных систем в несколько раз больше. С ростом теплопотерь  $\Delta H$  повышается, а  $\Delta H/t'$  снижается. Уменьшение теплового потока намного существеннее возрастания избытка теплосодержания, причем для исследуемых кинетических схем эти изменения различны.

На рис. 4, 1-4 приведены предельные значения избытков теплосодержаний  $(\Delta H)_{пр} = \frac{\lambda(T'_{\max} - T_0)}{u_{пр}}$  и тепловых потоков  $(\Delta H/t')_{пр} = \text{ср}i(T'_{\max} - T_0)$ , где  $T'_{\max}$  — температура, соответствующая максимуму

<sup>2</sup> Например, область от координаты фронта, при которой температура превысит начальную на 0,5%, до координаты, при которой глубина превращения превысит начальную на 0,05%, можно принять за зону прогрева; граничащую с ней вплоть до координаты, соответствующей максимуму функции тепловыделения, — за зону реакции; а остальную часть фронта до координаты, при которой глубина превращения достигнет значения 0,99, — за зону догорания.

функции тепловыделения на пределе горения;  $u_{пр}$  — предельная скорость горения. Область реализации устойчивых режимов горения при наличии теплопотерь заключена между линией  $AB$  и соответствующими предельными прямыми для гомогенных систем и между  $CD$  и  $I$  — для гетерогенных. Как видим, устойчивый режим горения при наличии теплопотерь реализуется в различном диапазоне параметров, характеризующих фронт горения, распространяющийся в адиабатических условиях с одинаковой скоростью.

Использованная выше одномерная модель процесса, имея ряд преимуществ перед двумерной, не всегда оправдана. При определенном наборе параметров, когда внутреннее тепловое сопротивление горячей системы становится сравнимым с внешним сопротивлением среды, возникает необходимость учета распределения температур по сечению образца.

Двумерная задача о горении плоского образца при простой реакции первого порядка имеет вид

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + Qk_0 \exp \left[ -\frac{E}{RT} \right] (1 - \eta), \quad (10)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = k_0 \exp \left[ -\frac{E}{RT} \right] (1 - \eta). \quad (11)$$

Начальные условия:

$$T(x, y, 0) = f(x, y), \quad \eta(x, y, 0) = g(x, y).$$

Граничные условия:

$$y = 0: \quad \lambda \frac{\partial T}{\partial y} = 0, \quad (12)$$

$$y = r: \quad \lambda \frac{\partial T}{\partial y} = -\alpha (T - T_0);$$

$$x = \pm \infty: \quad T = T_0. \quad (13)$$

Решение задачи (10)–(13) проведено в широком диапазоне теплокинетических параметров  $Q$  и  $E$  при разных толщинах горящего образца.

На рис. 5, 1 представлены значения предельного уровня теплопотерь при различных параметрах устойчивости  $k$  для постоянной толщины реагирующего образца. Здесь же нанесены аналогичные зависимости, полученные в одномерной постановке для плоской и цилиндрической моделей образца. Область существования устойчивых режимов горения (ниже соответствующих кривых) в условиях теплопотерь при искривленном фронте шире, чем в одномерном случае. Расширяется она и при переходе от цилиндрической модели образца к плоской.

Связь предельного уровня теплопотерь с характерным размером образца для варьируемых геометрических форм и моделей процесса при одинаковой степени устойчивости  $k = 1,82$  представлена на рис. 5, 1'–3'. Здесь  $x' = \lambda/c\rho u$  — ширина прогретого слоя при стационарном горении в адиабатических условиях. Резкое возрастание критического значения коэффициента внешнего теплоотвода с увеличением характерного размера, полученное при решении двумерной задачи (10)–(13), связано с возникновением вблизи теплоотдающей поверхности несгоревшего слоя [13], который экранирует внутренние слои горящего образца от теплопотерь, могущих привести к затуханию процесса.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. К. Г. Шкадинский, Б. И. Хайкин. III Всесоюз. симпозиум по горению и взрыву. Тезисы докл. Черногоровка, 1971.
2. Г. М. Махвиладзе, Б. В. Новожилов. ПМТФ, 1971, 5, 51.
3. Г. М. Махвиладзе, Б. В. Новожилов. — В кн.: Тепло- и массопередача. Т. 2. Минск, 1972.
4. К. Г. Шкадинский, Б. И. Хайкин. — В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.

5. К. Г. Шкадинский, Б. И. Хайкин, А. Г. Мержанов. ФГВ, 1971, 7, 1, 19.
6. Э. И. Максимов, К. Г. Шкадинский. ФГВ, 1971, 7, 3, 454.
7. А. П. Алдушин, Т. М. Мартемьянова, А. Г. Мержанов и др. ФГВ, 1972, 8, 2, 202.
8. А. П. Алдушин, Т. М. Мартемьянова, А. Г. Мержанов и др. ФГВ, 1973, 9, 5, 613.
9. Б. И. Хайкин.— В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1977.
10. Б. В. Новожилков. Нестационарное горение твердых ракетных топлив. М.: Наука, 1973.
11. К. Г. Шкадинский. Канд. дис., Черноголовка, ОИХФ АН СССР, 1971.
12. А. Г. Струнина, В. И. Ермаков, С. В. Костин и др. ФГВ, 1981, 17, 4, 3.
13. С. С. Рыбанин, С. Л. Соболев. Докл. АН СССР, 1983, 269, 6, 1394.

*Поступила в редакцию 3/VI 1985,  
после доработки — 25/II 1986*

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ КОНВЕКТИВНОГО ГОРЕНИЯ В ДВУХФАЗНЫХ СИСТЕМАХ С ПРОДОЛЬНОЙ ПОРИСТОСТЬЮ И ПЕРЕХОД В РЕЖИМ НЕДОСЖАТОЙ ДЕТОНАЦИИ

Н. Н. Смирнов  
(Москва)

Известно, что скорость нормального послойного горения твердых унитарных топлив относительно невелика и определяется процессами теплопроводности в конденсированной фазе. При горении пористых зарядов пламя может проникать в трещины и поры и сильно ускоряться в продольных каналах. Механизм распространения пламени при этом имеет качественно другой характер: воспламенение последующих слоев топлива определяется не процессами теплопроводности, а происходит вследствие конвективной теплопередачи от горячих продуктов реакции, затекающих в каналы с большой скоростью. Это приводит к возникновению режимов конвективного горения, при которых пламя распространяется со скоростями на три порядка большими, чем скорости горения монолитного топлива. Теоретические и экспериментальные исследования возникновения и распространения конвективного горения в каналах и трещинах представлены, например, в [1—5].

В данной работе предлагается теоретическая модель нестационарного распространения конвективного фронта пламени в пористом твердом топливе и топливе с продольными каналами, исследуются условия возникновения конвективного горения и выхода процесса на режим, обладающий характеристиками псевдонедосжатой (слабой) детонации [6].

### Конвективное горение пористых топлив с несжимаемой конденсированной фазой

Рассмотрим процесс конвективного горения в среде с относительно крупными порами, когда влиянием деформирования к-фазы на размер каналов можно пренебречь. Выделим расчетную цилиндрическую ячейку с площадью основания  $S_0$  и осью, совпадающей с направлением движения фронта пламени. Один конец ячейки ( $x = 0$ ), у которого происходит воспламенение, сообщается с внешней средой, другой конец ( $x = L$ ) наглухо закрыт. На боковой поверхности поставим условия симметрии. На начальном участке каналы (поры) воспламеняются под действием затекающих в канал горячих газов либо принудительным зажиганием на начальном участке  $x \in [0, x_0]$ .

Нестационарные одномерные уравнения, описывающие течение газа в каналах, образованных сообщающимися порами, и учитывающие трение, тепло- и массообмен, энерговыделение на поверхности раздела газовой и конденсированной фаз, имеют следующий вид:

$$\frac{\partial \rho_1 \alpha_1}{\partial t} + \frac{\partial \rho_1 \alpha_1 u_1}{\partial x} = I, \quad (1)$$