

ОСОБЕННОСТИ ГОРЕНИЯ В УЗКОМ КАНАЛЕ ПЕРЕМЕННОГО СЕЧЕНИЯ В УСЛОВИЯХ ПЕРИОДИЧЕСКИ МЕНЯЮЩЕГОСЯ ПОТОКА ГАЗА

Р. В. Фурсенко^{1,2}, К. С. Чанг¹, Я. С. Чао¹

¹Департамент авиации и астронавтики, Национальный университет Ченг-Кунг, Тайвань, Тайвань

²Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН, 630090 Новосибирск
roman.fursenko@gmail.com

Представлены результаты численных и теоретических исследований поведения пламени в периодически меняющемся потоке газа при горении в узком канале переменного сечения. Изучено влияние среднего расхода газа, амплитуды и частоты периодических пульсаций потока на среднее положение и температуру фронта пламени.

Ключевые слова: рециркуляция тепла, пламена с избытком энтальпии, пределы существования пламени, периодический поток.

ВВЕДЕНИЕ

Тенденция к миниатюризации механических и электромеханических устройств приводит к необходимости разработки и создания энергогенераторов, обладающих малой массой и высокой продолжительностью работы. Малоразмерные устройства, преобразующие энергию сгорания углеводородных топлив в электричество, потенциально могли бы иметь большую энергоемкость по сравнению с традиционными электрическими аккумуляторами [1] при одинаковой массе и размерах. С уменьшением размеров камеры сгорания увеличивается доля тепла, переносимого радиационным потоком или теплопроводностью по стенкам камеры, что повышает эффективность всего устройства с прямыми методами преобразования [2, 3]. В то же время увеличение теплотерь из зоны горения приводит к неустойчивости и гашению пламени. В связи с этим изучение процессов стабилизации горения в микросистемах является актуальной задачей.

Многие существенные особенности процессов горения в микросистемах могут быть выявлены из исследования пламени в узких каналах. Согласно предсказаниям классической теории пределов распространения пламени [4–6] горение в канале невозможно, если поперечный размер канала меньше некоторого критического значения. Это является одним из препятствий на пути создания миниатюрных го-

релочных устройств. С другой стороны, перенос тепла по стенкам канала за счет теплопроводности или подогрев стенок внешним источником или другим пламенем может поддерживать процесс горения в камере с пространственным размером меньше критического диаметра, определенного по температуре окружающей среды.

Распространение пламени в узких каналах с теплопроводящими стенками исследовалось теоретически, экспериментально и численно в работах [7–12]. Было показано, что подогрев стенок канала за счет рециркуляции тепла приводит к расширению пределов существования пламени. В работе [12] экспериментально изучено влияние периодического изменения расхода свежей смеси на горение в узком канале. В частности, было обнаружено, что в диапазоне частот колебаний расхода газа $40 \div 200$ Гц максимальная амплитуда колебаний, при которой происходит гашение пламени, не зависит от частоты. Тепловое взаимодействие двух фронтов пламени, распространяющихся в каналах с противоположно направленными потоками газа [13, 14], и межфазное взаимодействие между пламенем и неоднородно нагретыми стенками канала [15, 16] также приводят к увеличению температуры горения и расширению пределов распространения пламени. В работе [3] было показано, что за счет рециркуляции тепла эффективность энергопреобразования в малоразмерном устройстве может быть выше, чем у аналогичного крупномасштабного устройства.

Другим возможным методом повышения эффективности малоразмерных горелоч-

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 05-02-16408, 05-08-50278) и интеграционного проекта ITAM SB RAS (Russia) — NCKU (Taiwan) № 2.16.

ных устройств и активного управления процессами горения в микрокамерах может быть использование меняющегося во времени массового расхода или состава свежей смеси. Средние характеристики пламени, такие как средняя скорость распространения волны горения, средние положение и температура пламени, в стационарном и в периодически меняющемся потоке газа могут существенно отличаться, даже если средние массовые расходы и составы смеси в обоих случаях совпадают. В настоящее время особенности микрогорения в медленно (по сравнению с характерным временем горения) меняющемся нестационарном потоке еще недостаточно изучены. Поэтому основной целью данной работы являлось теоретическое и численное исследование процессов горения в канале переменного сечения в условиях периодически меняющейся скорости потока газа.

В работе предложена математическая модель, описывающая поведение пламени в узком канале переменного сечения в условиях периодически меняющегося расхода свежей смеси. Кроме аналитических решений представлены результаты численного моделирования пламени, выполненные в рамках диффузионно-тепловой модели с одностадийным механизмом химической реакции. Проведено сравнение результатов, полученных в рамках предложенной теоретической модели, с данными численного моделирования.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Схема пламени в канале с переменным сечением приведена на рис. 1. Диаметр канала зависит от пространственной координаты x , вдоль которой происходит одномерное движение газа:

$$d(x) = d_0 + h \cos(\pi x/l).$$

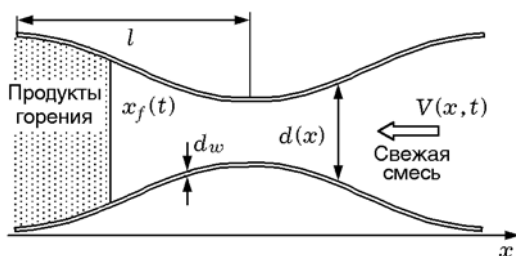


Рис. 1. Схема пламени в канале переменного сечения

Здесь параметр h характеризует отклонение диаметра канала от среднего значения d_0 , а l — измеряемое вдоль оси x расстояние между наиболее широкой и наиболее узкой частями канала. Толщина стенок постоянна и равна d_w . Свежая смесь движется вдоль оси x со скоростью $V(x, t)$, в общем случае зависящей от времени. Предполагается, что диаметр поперечного сечения канала слабо зависит от пространственной координаты, а именно $\pi h/l \ll 1$. В этом случае изменение скорости потока газа вдоль оси x определяется из закона сохранения массы, который в предположении постоянной плотности газа может быть записан в виде

$$V(x, t)d(x) = M(t), \quad (1)$$

где $M(t)$ — объемный расход свежей смеси в единичном сегменте канала.

В этих предположениях одномерные безразмерные уравнения, описывающие распределения температуры газа, концентрации недостающего компонента свежей смеси и температуры стенок канала имеют вид [10, 11]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} - V(x, t) \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \Omega(x)(T - \theta) + (1 - \sigma)W(C, T), \quad (2)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} - V(x, t) \frac{\partial C}{\partial x} = \frac{1}{Le} \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} - W(C, T), \quad (3)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = k \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \gamma(x)\Omega(x)(T - \theta) - \chi\gamma(x)\Omega(x)(\theta - \sigma). \quad (4)$$

Здесь безразмерное время t и безразмерная пространственная координата x измеряются соответственно в единицах D_{th}/U_b^2 и D_{th}/U_b , где D_{th} — температуропроводность газа, U_b — адиабатическая скорость плоского пламени; C — концентрация недостающего компонента смеси, измеряемая в единицах начальной концентрации C_0 . Температура стенок канала θ и температура газа T измеряются в единицах адиабатической температуры пламени T_b , безразмерная температура окружающей среды обозначена через $\sigma = T_0/T_b$. Скорость потока газа $V(x, t)$ измеряется в единицах U_b и $Le = D_{th}/D_{mol}$ (Le — число Льюиса, определяемое как отношение коэффициента температуропроводности газа к коэффициенту диффузии). Безразмерный параметр теплообмена

$\Omega(x) = \frac{2Nu}{Re(x)^2}$ связан с числом Нуссельта $Nu = \alpha d_0 / \lambda_g$ и локальным числом Пекле $Pe = U_b d(x) / D_{th}$, где λ_g — теплопроводность газа; параметр $\gamma(x) = \frac{d(x)\rho_g c_{p,g}}{2d_w \rho_w c_{p,w}}$ характеризует отношение объемных теплоемкостей газа и стенок канала; $\chi = \alpha_e / \alpha$, где α — коэффициент теплообмена между газом, находящимся в канале, и стенками канала, а α_e — коэффициент теплообмена между стенками и окружающей средой; $k = D_w / D_{th}$ — отношение теплопроводностей твердой фазы и газа.

Уравнения (2)–(4) дополняются граничными условиями вида

$$x \rightarrow +\infty: C = 1, \quad T = \sigma, \quad \theta = \sigma; \quad (5)$$

$$x \rightarrow -\infty: C = 0, \quad T = \sigma, \quad \theta = \sigma. \quad (6)$$

Скорость химической реакции в уравнениях (2)–(4) зависит от температуры по закону Аррениуса и описывается выражением $W(C, T) = \frac{N^2(1-\sigma)^2}{2Le} C \exp\left(N\left(1 - \frac{1}{T}\right)\right)$.

При условии, что безразмерная энергия активации $N = E/RT_b \gg 1$, можно считать, что тепловыделение и поглощение недостающего компонента свежей смеси происходят на поверхности, разделяющей свежую смесь и продукты горения [17, 18]. В этом случае член, ответственный за химическую реакцию в (2)–(4), может быть записан в виде [17]

$$\tilde{W}(x) = \exp\left(\frac{N}{2}\left(1 - \frac{1}{T_f(t)}\right)\right) \delta(x - x_f(t)), \quad (7)$$

где $\delta(x)$ — δ -функция Дирака, x_f и T_f — безразмерные положение и температура фронта пламени соответственно. Такая форма записи скорости химической реакции позволяет найти распределения температуры газа, концентрации недостающего компонента свежей смеси и температуры стенок канала из решения кусочно-линейной задачи для системы уравнений (2)–(4), которые не содержат нелинейных членов, ответственных за химическую реакцию.

СТАЦИОНАРНЫЕ РЕШЕНИЯ

В случае, когда расход свежей смеси не зависит от времени, система уравнений (2)–(4)

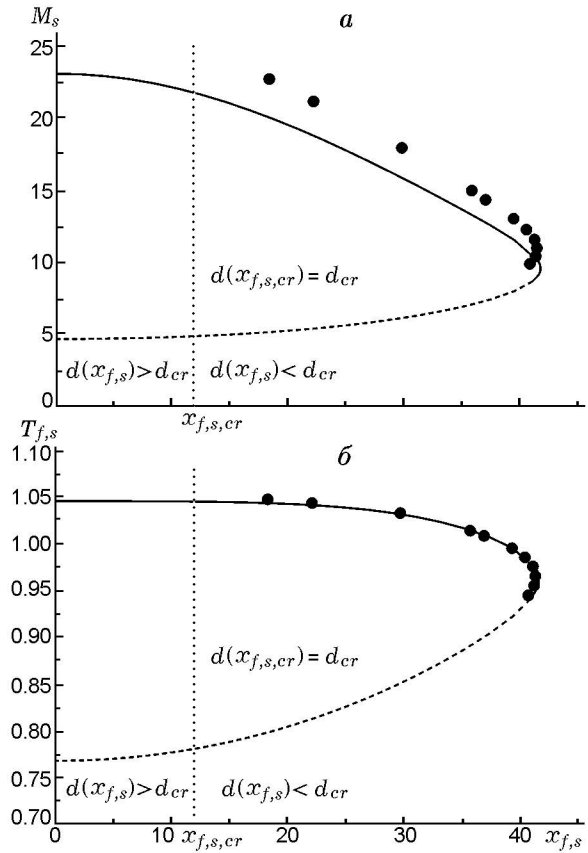


Рис. 2. Зависимости $M_s(x_{f,s})$ (а) и $T_{f,s}(x_{f,s})$ (б) при $Le = 0.9$, $T_0 = 300$ К, $\sigma = 0.18$ ($\phi = 0.6$), $Nu = 4$, $\chi = 1$, $d(x) = d_0 + h \cos(\pi x/l)$, $d_0 = 0.6$ см, $h = 0.16$ см, $l = 2$ см:

сплошные и штриховые линии — соответственно устойчивые и неустойчивые ветви теоретических кривых, точки — результаты численного моделирования

имеет стационарные решения. В рамках приближений бесконечно узкой зоны химической реакции (7) и слабой зависимости диаметра канала от пространственной координаты эти решения могут быть найдены аналитически [10, 11]. На рис. 2, а приведены типичные численные и аналитические зависимости положения фронта пламени от расхода свежей смеси. Вертикальная пунктирная линия соответствует сечению, диаметр которого равен критическому диаметру, рассчитанному для данного состава смеси. Результаты, приведенные на рис. 2, получены при значениях параметров задачи, примерно соответствующих метановоздушной смеси газов с эквивалентным отношением $\phi = 0.6$. Тепловые свойства стенок канала близки к свойствам кварца. Рециркуляция тепла по

стенкам устройства приводит к возможности стабилизации пламени в узкой части канала, где диаметр сечения меньше критического значения.

Заметим, что из анализа устойчивости следует, что пламя может быть стабилизировано только в сужающейся части канала, стационарное горение в расширяющемся канале невозможно. Из рис. 2,а следует, что одно и то же стационарное положение фронта пламени может реализовываться при двух различных значениях расхода свежей смеси. Исследование линейной устойчивости стационарных решений, выполненное в настоящей работе, показало, что из двух возможных стационарных решений устойчивым является только то решение, которое соответствует большему значению расхода газа.

На рис. 2,б приведены численные зависимости температуры пламени от положения фронта горения. Аналитические результаты, полученные в рамках приближения бесконечно узкой зоны химической реакции, хорошо согласуются с данными численного моделирования.

СРЕДНИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГОРЕНИЯ В ПЕРИОДИЧЕСКИ МЕНЯЮЩЕМСЯ ПОТОКЕ ГАЗА

Пусть при некотором значении объемного расхода газа M_s положение стационарного фронта реакции определяется координатой $x_{f,s}$ и температура на фронте пламени равна $T_{f,s}$. Ниже исследуется динамическое поведение пламени в нестационарном потоке газа, меняющемся со временем по периодическому закону

$$M(t) = M_s + m(t), \quad (8)$$

где $m(t)$ — периодическая функция с периодом колебаний p , такая что ее среднее значение

$$\overline{m(t)} = \frac{1}{p} \int_{t_0}^{t_0+p} m(t) dt \text{ равно нулю. Средний расход}$$

смеси в этом случае равен $\overline{M(t)} = \overline{M_s + m(t)} = \overline{M_s} + \overline{m(t)} = M_s$. Основной целью данной работы является изучение влияния осцилляций потока газа на среднее положение и среднюю температуру фронта пламени.

Решение задачи (2)–(6) будем искать в виде

$$T(x, t) = \bar{T}(x) + \tau(x, t), \quad \theta(x, t) = \bar{\theta}(x) + \vartheta(x, t),$$

где $\bar{T}(x)$ и $\bar{\theta}(x)$ — средние значения температур газа и стенок канала соответственно.

В случае малой амплитуды колебаний расхода свежей смеси ($m(t) \ll 1$) и большой теплоемкости стенок канала ($\gamma(x) \ll 1$) система уравнений (2)–(4) может быть записана в виде:

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \frac{M(t)}{d(\bar{x}_f)} \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \Omega(\bar{x}_f)(T - \bar{\theta}) + (1 - \sigma)W(C, T), \quad (9)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} - \frac{M(t)}{d(\bar{x}_f)} \frac{\partial C}{\partial x} = \frac{1}{\text{Le}} \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} - W(C, T), \quad (10)$$

$$k \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial x^2} + \gamma(\bar{x}_f) \Omega(\bar{x}_f) (\bar{T} - \bar{\theta}) - \chi \gamma(\bar{x}_f) \Omega(\bar{x}_f) (\bar{\theta} - \sigma) = 0, \quad \vartheta(x, t) = 0, \quad (11)$$

где \bar{x}_f — среднее положение фронта пламени. В уравнении (11) пренебрегается величинами порядка $\gamma(x)\tau(x, t)$ и $\gamma(x)\vartheta(x, t)$, кроме того, при записи уравнений (9)–(11) использовалось предположение о слабой зависимости диаметра канала от пространственной координаты [10, 11].

Решение системы уравнений (9)–(11) с граничными условиями (5), (6) может быть найдено методом итераций. Распределение температуры стенок канала $\bar{\theta}^{(n)}$ на n -м шаге итерационного процесса определяется по известному среднему распределению температуры газа $\bar{T}^{(n)}$ из уравнения

$$k \frac{\partial^2 \bar{\theta}^{(n)}}{\partial x^2} + \gamma(x) \Omega(x) (\bar{T}^{(n)} - \bar{\theta}^{(n)}) - \chi \gamma(x) \Omega(x) (\bar{\theta}^{(n)} - \sigma) = 0. \quad (12)$$

Подставляя $\bar{\theta}^{(n)}$ в (9), (10), получим систему нестационарных уравнений для определения температуры газа и концентрации недостающего компонента свежей смеси на $(n+1)$ -й итерации:

$$\frac{\partial T^{(n+1)}}{\partial t} - \frac{M(t)}{d(\bar{x}_f)} \frac{\partial T^{(n+1)}}{\partial x} = \frac{\partial^2 T^{(n+1)}}{\partial x^2} - \Omega(\bar{x}_f)(T^{(n+1)} - \bar{\theta}^{(n)}), \quad (13)$$

$$\frac{\partial C^{(n+1)}}{\partial t} - \frac{M(t)}{d(\bar{x}_f)} \frac{\partial C^{(n+1)}}{\partial x} = \frac{1}{\text{Le}} \frac{\partial^2 C^{(n+1)}}{\partial x^2}. \quad (14)$$

В приближении бесконечно узкой зоны химической реакции (7) граничные условия на фронте пламени для уравнений (13), (14) имеют вид:

$$x = x_f(t):$$

$$C|_{x=x_f(t)-0} = C|_{x=x_f(t)+0} = 0;$$

$$T|_{x=x_f(t)-0} = T|_{x=x_f(t)+0} = T_f(t);$$

$$\frac{1}{\text{Le}} \frac{\partial C}{\partial x} \Big|_{x=x_f(t)+0} = \exp \left\{ \frac{N}{2} \left(1 - \frac{1}{T_f(t)} \right) \right\}; \quad (15)$$

$$\frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=x_f(t)+0} - \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=x_f(t)-0} = \frac{1 - \sigma}{\text{Le}} \frac{\partial C}{\partial x} \Big|_{x=x_f(t)+0};$$

$$x \rightarrow +\infty: \quad C = 1, \quad T = \sigma; \quad (16)$$

$$x \rightarrow -\infty: \quad C = 0, \quad T = \sigma.$$

Система уравнений (13), (14) с граничными условиями (15), (16) описывает горение в канале с профилем температуры стенок, определяемым функцией $\bar{\theta}^{(n)}$. Нелинейная математическая модель динамического поведения пламени в такой системе была предложена в [16]. Следуя работе [16], выпишем эволюционные уравнения для положения (x_f) и температуры (T_f) фронта пламени в виде

$$F_1(\ddot{x}_f, \dot{x}_f, x_f, \dot{T}_f, T_f) = 0, \quad (17)$$

$$F_2(\ddot{x}_f, \dot{x}_f, x_f) = \exp(N/2(1 - 1/T_f)).$$

Зависимости $x_f^{(n+1)}(t, \bar{\theta}^{(n)})$ и $T_f^{(n+1)}(t, \bar{\theta}^{(n)})$ определялись из уравнений (17) численно. Распределение температуры газа может быть записано в виде [16]

$$\begin{aligned} T_{1,2}^{(n+1)}(x, t, \bar{\theta}^{(n)}) = & \\ = [T_f^{(n+1)}(t, \bar{\theta}^{(n)}) + \Phi_{1,2}(x_f^{(n+1)}(t, \bar{\theta}^{(n)}))] \times & \\ \times \exp[\lambda_{1,2}(x - x_f^{(n+1)}(t, \bar{\theta}^{(n)}))] - \Phi_{1,2}(x), & \quad (18) \end{aligned}$$

где индекс 1 относится к области свежей смеси $x > x_f^{(n+1)}(t, \bar{\theta}^{(n)})$, индекс 2 — к области продуктов горения $x < x_f^{(n+1)}(t, \bar{\theta}^{(n)})$, а функции $\Phi_{1,2}$ определяются как

$$\begin{aligned} \Phi_{1,2}(x) = \overline{\Omega(x_f^{(n+1)}(t, \bar{\theta}^{(n)}))} \exp \lambda_{1,2} x \times & \\ \times \int_0^x \exp \lambda_{1,2} y \int_{\pm\infty}^y \bar{\theta}^{(n)}(z) \exp(-\lambda_{2,1} z) dz dy, & \\ \lambda_{1,2} = & \\ = -\frac{V(t)}{2} \mp \left(\frac{V(t)^2}{4} + \overline{\Omega(x_f^{(n+1)}(t, \bar{\theta}^{(n)}))} \right)^{1/2}, & \\ V(t) = M(t)/d(\bar{x}_f). & \end{aligned}$$

Осредняя температуру газа (18) по времени, вычислим среднее распределение температуры $\bar{T}^{(n+1)}(x) = \overline{T^{(n+1)}(x, t, \bar{\theta}^{(n)})} = \frac{1}{p} \int_0^p T^{(n+1)}(x, t, \bar{\theta}^{(n)}) dt$. Далее, подставляя среднее распределение температуры в уравнение (12), продолжим итерационный процесс.

В приближении малой амплитуды осцилляций фронта пламени средняя температура может быть определена из соотношения

$$\begin{aligned} \bar{T}^{(n+1)}(x) = & \\ = \left(\overline{T_f^{(n+1)}(t, \bar{\theta}^{(n)})} + \Phi_{1,2}(x_f^{(n+1)}(t, \bar{\theta}^{(n)})) \right) \times & \\ \times \exp \left(\bar{\lambda}_{1,2}(x - x_f^{(n+1)}(t, \bar{\theta}^{(n)})) \right) - \Phi_{1,2}(x). & \quad (19) \end{aligned}$$

В этом случае итерационный процесс сходится к решению системы уравнений

$$\frac{\partial^2 \bar{T}}{\partial x^2} + \frac{M_s}{d(\bar{x}_f)} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x} - \Omega(\bar{x}_f)(\bar{T} - \bar{\theta}) = 0, \quad (20)$$

$$\begin{aligned} k \frac{\partial^2 \bar{\theta}}{\partial x^2} + \gamma(\bar{x}_f) \Omega(\bar{x}_f)(\bar{T} - \bar{\theta}) - & \\ - \chi \gamma(\bar{x}_f) \Omega(\bar{x}_f)(\bar{\theta} - \sigma) = 0 & \quad (21) \end{aligned}$$

с граничными условиями

$$x \rightarrow \pm\infty: \quad T = \theta = \sigma; \quad (22)$$

$$\bar{T}|_{x=\bar{x}_f+0} = \bar{T}|_{x=\bar{x}_f-0} = \bar{T}_f,$$

$$\bar{\theta}|_{x=\bar{x}_f+0} = \bar{\theta}|_{x=\bar{x}_f-0}, \quad \left. \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} \right|_{x=\bar{x}_f+0} = \left. \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} \right|_{x=\bar{x}_f-0}, \quad (23)$$

где \bar{x}_f и \bar{T}_f удовлетворяют соотношениям

$$\overline{x_f(t, \bar{\theta})} = \bar{x}_f; \quad \overline{T_f(t, \bar{\theta})} = \bar{T}_f, \quad (24)$$

$\overline{x_f(t, \bar{\theta})}$, $\overline{T_f(t, \bar{\theta})}$ — среднее положение и средняя температура фронта пламени, определенные из динамической системы (13)–(16) с правой частью, описываемой функцией θ . Соотношения (24) представляют собой систему неявных уравнений для определения среднего положения и температуры фронта пламени, полученных в приближении малой амплитуды колебаний расхода свежей смеси.

Помимо аналитических расчетов средних характеристик горения из уравнений (24), было выполнено численное моделирование пламени в периодически меняющемся потоке газа в рамках диффузионно-тепловой модели (2)–(6) с одностадийным механизмом химической реакции. Нестационарный расход газа описывался формулой (8) с функцией $m(t) = a(d_0 + h) \sin(pt)$, где a — амплитуда пульсаций скорости потока газа в сечении диаметром $d_0 + h$. Для численного решения нестационарной задачи (2)–(6) применялась неявная конечно-разностная схема с первым порядком аппроксимации по времени и вторым порядком аппроксимации по пространству. Использовалась адаптивная сетка, обеспечивающая наличие в каждый момент времени, как минимум, $10 \div 20$ расчетных узлов в зоне химической реакции. Расчеты проводились на временном интервале, достаточном для достижения установившегося режима колебаний, который характеризуется постоянным значением среднего положения фронта пламени.

Отметим, что предложенная в работе теоретическая модель, несмотря на сделанные упрощающие предположения, требует численного расчета обыкновенных дифференциальных уравнений (17), а также организации итерационного процесса. Тем не менее вычисления, основанные на теоретическом анализе, требуют значительно меньших (на несколько порядков) вычислительных затрат, чем численное моделирование в рамках диффузионно-тепловой модели. Кроме того, вычислительное

время, необходимое для достижения установившегося режима горения, существенно зависит от начальных условий. Это объясняется наличием в задаче двух значительно различающихся характерных временных масштабов, а именно характерного времени изменения температуры стенок канала и характерного времени изменения температуры в газовой фазе. В связи с большой теплоемкостью стенок канала время, необходимое для изменения их температуры и достижения установившегося режима колебаний, достаточно велико. Использование результатов теоретических расчетов в качестве начальных данных для численного моделирования позволяет существенно уменьшить время установления.

На рис. 3 приведены теоретические и численные зависимости разности между средними положениями фронта пламени в стационарном и в осциллирующем потоке газа $\bar{x}_f - x_{f,s}$ от амплитуды осцилляций a . Величина $\bar{x}_f - x_{f,s}$ принимает отрицательное значение в случае, если среднее положение фронта пламени в периодически меняющемся потоке газа сдвинуто относительно положения стационарного фронта горения в широкую часть трубки. Положительное значение величины $\bar{x}_f - x_{f,s}$ означает, что осцилляции потока свежей смеси приводят к возможности установления среднего положения фронта пламени выше по потоку, чем в слу-

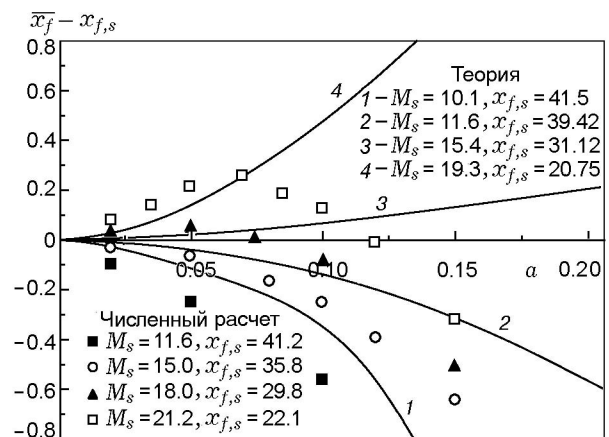


Рис. 3. Зависимости сдвига среднего положения фронта пламени $\bar{x}_f - x_{f,s}$ от амплитуды пульсаций потока a , рассчитанные при $Le = 0.9$, $T_0 = 300$ К, $\sigma = 0.18$ ($\phi = 0.6$), $Nu = 4$, $\chi = 1$, $d(x) = d_0 + h \cos(\pi x/l)$, $d_0 = 0.6$ см, $h = 0.16$ см, $l = 2$ см, $M(t) = M_s + a(d_0 + h) \sin(pt)$, $p = 0.02$

чае стационарного расхода газа. Численные и теоретические данные свидетельствуют о том, что средние значения температуры газа в осциллирующем и стационарном потоке одинаковы. Из рис. 3 следует, что увеличение амплитуды пульсаций потока газа приводит к росту расстояния между средним положением осциллирующего и стационарного фронта пламени. Теоретические результаты, полученные в рамках предложенной модели, хорошо согласуются с данными численного моделирования в области малых значений амплитуды пульсаций расхода газа. Как показывают аналитические и численные расчеты, амплитуда осцилляций фронта пламени линейно растет с увеличением амплитуды колебаний расхода свежей смеси. Расхождение между теоретическими и численными результатами в области больших значений амплитуды колебаний пламени может быть объяснено неприменимостью в этом случае теоретической модели.

На рис. 4 приведены безразмерные зависимости изменения среднего положения фронта пламени $\bar{x}_f - x_{f,s}$ от положения волны горения в стационарном потоке газа. Для пламени, стабилизированного в канале диаметром меньше некоторого значения, осцилляции потока приводят к сдвигу среднего положения пламени в более широкую часть трубки (см. также рис. 3). Напротив, если стационарное горение происходит в широкой части трубки, то влияние периодического изменения расхода свежей

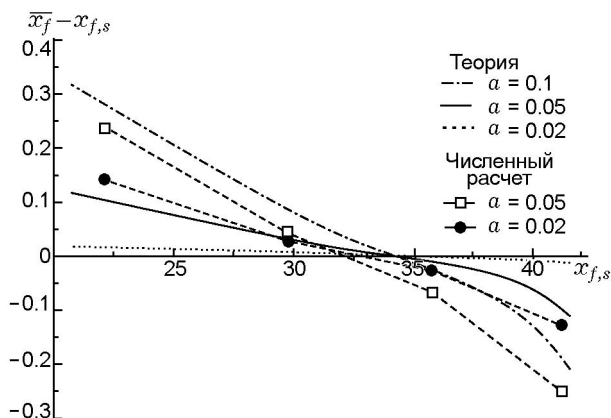


Рис. 4. Зависимости сдвига среднего положения фронта пламени $\bar{x}_f - x_{f,s}$ от положения волны горения в стационарном потоке газа $x_{f,s}$, рассчитанные при $Le = 0.9$, $T_0 = 300$ К, $\sigma = 0.18$ ($\phi = 0.6$), $Nu = 4$, $\chi = 1$, $d(x) = d_0 + h \cos(\pi x/l)$, $d_0 = 0.6$ см, $h = 0.16$ см, $l = 2$ см, $M(t) = M_s + a(d_0 + h) \sin(pt)$, $p = 0.02$

смеси будет заключаться в сдвиге среднего положения фронта пламени вверх по потоку. Отметим, что предложенная в работе теоретическая модель описывает средние характеристики пламени в потоке газа с периодом изменения массового расхода существенно меньшим, чем характерное время изменения температуры стенок канала. В случае низкой частоты осцилляций потока газа поведение пламени в канале описывается в рамках квазистационарного приближения [10]. Теоретический анализ и численное моделирование свидетельствуют о том, что сдвиг среднего положения пламени в сторону узкой части канала возможен только при достаточно высокой частоте осцилляций расхода газа, при малой частоте колебаний пламя всегда сдвигается вниз по потоку.

Численные и теоретические зависимости

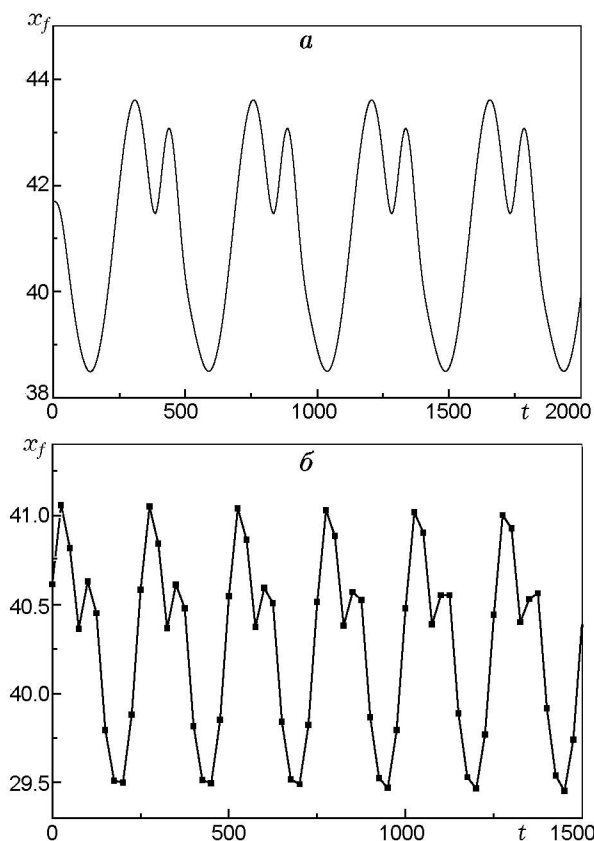


Рис. 5. Теоретические (а) и численные (б) зависимости положения фронта пламени от времени, рассчитанные при $M_s = 9.6$, $p = 0.014$ (а), $M_s = 10.4$, $p = 0.025$ (б) и $Le = 0.9$, $T_0 = 300$ К, $\sigma = 0.18$ ($\phi = 0.6$), $Nu = 4$, $\chi = 1$, $d(x) = d_0 + h \cos(\pi x/l)$, $d_0 = 0.6$ см, $h = 0.16$ см, $l = 2$ см, $M(t) = M_s + a(d_0 + h) \sin(pt)$, $a = 0.1$

положения фронта пламени от времени, рассчитанные при значениях средней скорости потока газа, близких к пределу существования стабильного пламени, приведены на рис. 5. Динамическое поведение пламени в узком канале переменного сечения в условиях периодически меняющегося потока газа характеризуется нелинейными колебаниями, представляющими собой суперпозицию вынужденных колебаний, вызванных изменением скорости потока газа, и автоколебаний фронта пламени в канале с неоднородно нагретыми стенками [16]. Нелинейные пульсации волны горения в канале с градиентом температуры в стенках наблюдаются вблизи пределов существования пламени [16]. Вдали от пределов существования пламени автоколебания не возникают и доминирующее влияние на динамику распространения волны горения оказывают осцилляции потока свежей смеси.

В связи с перспективностью использования малоразмерных энергопреобразующих устройств [1–3] становится актуальным изучение влияния осцилляций потока газа на среднюю эффективность энергопреобразования. Эффективность устройства, представляющего собой узкий канал переменного сечения с термоэлектрическими преобразователями, смонтированными в стенки, может быть оценена по формуле

$$\eta(t) = W_{ht}/W_{ch},$$

где $W_{ch}(t) \sim M(t)$ — поток химической энергии, поступающей в устройство за единицу времени, $W_{ht} \sim \alpha \int_{-\infty}^{+\infty} (\theta(x) - \sigma) dx$ — совокупный поток тепла, передающийся от стенок канала в термоэлектрические преобразователи, $\theta(x)$ — распределение температуры в стенках.

Заметим, что средний поток химической энергии, поступающей в систему, в случае стационарного и пульсирующего потока одинаков, поскольку $\overline{W_{ch}^p(t)} \sim \overline{M(t)} = M_s \sim W_{ch}^{st}$. В то же время результаты расчетов свидетельствуют о том, что отношение эффективности энергопреобразования в системе со стационарным потоком газа (η^{st}) к средней эффективности преобразования в условиях пульсирующего потока (η^p) может отличаться от единицы и зависит от положения стационарного фронта пламени $x_{f,s}$. Было обнаружено, что при одинаковых составах смеси, средних расходах газа

и прочих параметрах задачи пульсации потока могут приводить как к увеличению, так и к уменьшению эффективности энергопреобразующего устройства. Наибольшее повышение эффективности достигается вблизи пределов существования, когда пламя стабилизировано в узкой части канала. Между тем, необходимо отметить, что, несмотря на возможность увеличения КПД системы только лишь за счет периодического изменения скорости потока газа, отклонение отношения η^{st}/η^p от единицы составляет ≈ 0.3 %. Представляются интересными дальнейшие поиски новых способов управления процессами горения и повышения эффективности энергопреобразующих устройств за счет эффективного использования изменяющегося во времени расхода и/или состава свежей смеси.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена математическая модель горения в узких каналах в условиях периодически меняющегося потока газа. Выполнено численное моделирование процессов горения в пульсирующем потоке свежей смеси в рамках диффузионно-тепловой модели с одностадийной химической реакцией. Теоретически и численно изучено влияние осцилляций потока свежей смеси на средние характеристики горения в узком канале переменного сечения. Показано, что среднее положение фронта пламени сдвигается вниз по потоку при значениях среднего расхода газа, близких к критическому. При увеличении среднего расхода газа осредненное по осцилляциям положение фронта пламени может смещаться относительно положения стационарного фронта горения вверх по потоку, в более узкую часть трубки.

Обнаружено, что вблизи пределов существования пламени эффективность энергопреобразования в устройствах, основанных на термоэлектрических методах конверсии тепла, может быть увеличена путем периодического изменения расхода газа на входе в систему. Повидимому, возможное влияние эффектов осцилляций потока свежей смеси на эффективность горелочной системы должно приниматься во внимание при разработке и проектировании энергопреобразующих устройств.

Авторы признательны С. С. Минаеву за плодотворные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Fernandez-Pello A. C.** Micropower generation using combustion: issues and approaches // Proc. Combust. 2002. Inst. V. 29. P. 883–899.
2. **Sitzki L., Borer K., Schuster E., Ronney P. D., Wussow S.** Combustion in microscale heat-recirculating burners // The Third Asia-Pacific Conf. on Combustion, Seoul, Korea, 2001.
3. **Минаев С. С., Фурсенко Р. В.** Оценки эффективности малоразмерного термоэлектрического канала для преобразования тепла от горения газа в электричество // Физика горения и взрыва. 2007. Т. 43, № 4. С. 15–22.
4. **Davy H.** Some researches on flame // Trans. Roy. Soc. London. 1817. V. 107. P. 45–76.
5. **Зельдович Я. Б.** Теория предела распространения тихого пламени // ЖЭТФ. 1941. Т. 11, № 1. С. 159–168.
6. **Spalding D. V.** A theory of inflammability limits and flame-quenching // Prog. Roy. Soc. London. 1957. V. A240, N 1220. P. 83–100.
7. **Замашчиков В. В., Минаев С. С.** Пределы распространения пламени в узком канале при фильтрации газа // Физика горения и взрыва. 2001. Т. 37, № 1. С. 25–31.
8. **Zamashchikov V. V.** Experimental investigation of gas combustion regimes in narrow tubes // Combust. Flame. 1997. V. 108, N 3. P. 357–359.
9. **Norton D. G., Vlachos D. G.** Combustion characteristics and flame stability at the microscale: a CFD study of premixed methane/air mixtures // Chem. Eng. Sci. 2003. V. 58. P. 4871–4882.
10. **Минаев С. С., Бабкин В. С.** Распространение пламени в канале переменного сечения при фильтрации газа // Физика горения и взрыва. 2001. Т. 37, № 1. С. 16–24.
11. **Bo Xu, Yiguang Ju.** Experimental study of spinning combustion in a mesoscale divergent channel // Proc. Combust. Inst. 2007. V. 31. P. 3285–3292.
12. **Zamashchikov V. V.** An investigation of gas combustion in a narrow tube // Combust. Sci. Technol. V. 166. P. 1–14, 2001.
13. **Фурсенко Р. В., Минаев С. С., Бабкин В. С.** Тепловое взаимодействие двух фронтов пламени, распространяющихся в каналах с потивоположно направленными потоками газа // Физика горения и взрыва. 2001. Т. 37, № 5. С. 3–11.
14. **Фурсенко Р. В., Минаев С. С.** Устойчивость пламени в системе с противоточным теплообменом // Физика горения и взрыва. 2005. Т. 41, № 2. С. 17–25.
15. **Maruta K., Kataoka T., Kim N. I., Minaev S., Fursenko R.** Characteristics of combustion in a narrow channel with a temperature gradient // Proc. Combust. Inst. 2005. V. 30. P. 2429–2436.
16. **Minaev S., Maruta K., Fursenko R.** Nonlinear dynamics of flame in a narrow channel with a temperature gradient // Combust. Theory Modelling. 2007. V. 11, N 2. P. 187.
17. **Sivashinsky G. I.** Structure of bunsen flames // J. Chem. Phys. 1975. V. 62, N 2. P. 638–643.
18. **Matkowsky B. J., Sivashinsky G. I.** An asymptotic derivation of tow models in flame theory associated with the constant density approximation // SIAM J. Appl. Math. 1979. V. 37, N 3. P. 689–699.

*Поступила в редакцию 20/II 2007 г.,
в окончательном варианте — 14/IV 2008 г.*