

ГОРЕНИЕ, ВЗРЫВ И УДАРНЫЕ ВОЛНЫ

УДК 536.46; 662.983

ГОРЕНИЕ ПЕРЕМЕШАННОЙ СМЕСИ В ЩЕЛЕВОЙ МАТРИЦЕ

© 2020 г. В. М. Шмелев*

Федеральный исследовательский центр химической физики Российской академии наук, Москва, Россия

*E-mail: krupkin49@mail.ru

Поступила в редакцию 28.06.2019;

после доработки 09.09.2019;

принята в печать 20.09.2019

На основе стационарной одномерной модели проведен расчет процесса горения перемешанной метановоздушной смеси внутри плоскопараллельного канала щелевой матрицы из металлических пластин. Найдена область устойчивого горения, и дано объяснение возможности существования такого горения в широком диапазоне изменения скорости потока газовой смеси. Обнаружено, что увеличение длины пластин приводит к расширению пределов устойчивого горения как по удельной мощности, так и по стехиометрическому коэффициенту. Показана возможность достижения в матрице из плоскопараллельных пластин высокой удельной мощности горения порядка 300 Вт/см². Доля мощности, уносимой радиационным потоком, может достигать большой величины, равной 0.45 на нижнем пределе горения.

Ключевые слова: горелочное устройство инфракрасного излучения, радиационный поток, стабилизация пламени, пределы существования пламени.

DOI: 10.31857/S0207401X20080099

ВВЕДЕНИЕ

Совершенствование горелочных устройств инфракрасного излучения идет не только по пути использования проницаемых матриц из новых материалов, но и в направлении улучшения эффективности методов рекуперации или регенерации тепла. Переход от простых матриц из металлической сетки или канальной керамики к матрицам из пенометалла или прессованной проволоки позволил увеличить удельную мощность поверхностного горения с ~30 до ~100 Вт/см² [1–3]. Применение объемного радиационного экрана в виде набора рекуперационных пластин вместо плоской металлической сетки позволило существенно снизить концентрацию оксида углерода в продуктах сгорания благодаря догоранию СО до СО₂ в протяженном пространстве между пластинами [4]. Отметим, что в конструкции таких горелочных устройств инфракрасного излучения функции матрицы и радиационного экрана разделены. В проницаемой матрице исходная смесь предварительно нагревается до высокой температуры, при этом фронт пламени располагается на поверхности матрицы. Радиационный экран из набора пластин увеличивает температуру поверхности матрицы за счет конвективной и радиационной рекуперации тепла от продуктов сгорания. Возникает вопрос, а нельзя ли совместить функции матрицы и экрана, т.е. расположить фронт внутри полости такого

экрана? За счет кондуктивного переноса тепла от продуктов сгорания в область исходной смеси будет осуществляться ее предварительный подогрев, а радиационный эффект обеспечит выход ИК-излучения из полостей объемного экрана. Действительно, наши предварительные эксперименты показали перспективность конструкции такого простого горелочного устройства инфракрасного излучения [5]. Принципиальный вопрос — обеспечение устойчивого положения фронта пламени внутри полости между параллельными пластинами и определение границ области устойчивости такого режима.

Горению газовых смесей в трубках малого диаметра и узких плоских каналах посвящено множество работ (см., например, [6–12]). В работе [6] экспериментально изучена возможность существования устойчивой волны горения в тонкостенной трубке с внутренним диаметром меньше критического. Стабилизация конуса пламени происходит за счет прогрева стенки трубки. В работе [7] предложена модель распространения газового пламени в узком зазоре между двумя пластинами. Показано, что при числах Пекле Pe , меньших критического значения, пламя может существовать лишь в некотором диапазоне изменения скоростей движения свежей смеси. В работе [8] экспериментально исследовано горение смеси пропан–воздух в неадиабатическом реакторе в виде кварцевой трубки малого диаметра (менее 10 мм).

Обнаружено множество режимов горения, в том числе устойчивый режим. В работе [9] представлены экспериментальные и численные результаты по распространению пламени перемешанной смеси в многоканальной горелке, состоящей из набора плоских прямых кварцевых каналов. В зависимости от расхода смеси, стехиометрического коэффициента и поперечных размеров каналов наблюдались различные режимы горения. Результаты численного моделирования, полученные в рамках упрощенной термодиффузионной модели, находились в хорошем качественном согласии с экспериментальными данными. В работе [12] решалась задача в двумерной постановке с использованием детальной химической кинетики, описывающей распространение пламени в смеси метана с воздухом в узком канале между двумя параллельными нагретыми пластинами. Предсказано существование устойчивого пламени и пламени с повторяющимися погасанием и воспламенением в области температуры стенки 1400–1500 К.

Подробные обзоры множества экспериментальных и теоретических исследований по горению в узких каналах с рекуперацией тепла приведены в работах [13, 14]. Отметим, что в указанных работах радиационное излучение из полости канала не рассматривалось. В работе [15] представлена 3D-теория распространения пламени в системе узких трубок с учетом конвективных и радиационных потерь с внешней поверхности трубок.

Расчеты математической модели процесса горения в горелочном устройстве инфракрасного излучения с матрицей, пронизанной множеством плоских каналов, проведены в работах [16, 17]. В [16] представлена двумерная модель сотовой горелки с керамической матрицей. При расчетах учтены не только эффекты конвективного теплообмена между твердой и газовой фазами, но и излучение от внутренних стенок каналов. Показано, что потери тепла от горелки уменьшают скорость горения. Исследовано влияние свойств материала пластин на максимальную скорость горения. В [17] в рамках одномерной диффузионно-тепловой модели теоретически исследованы характеристики радиационного теплового потока из расширяющегося микроканала, в котором происходит горение предварительно перемешанной смеси газов. Показано, что при расчете эффективности радиационных пористых горелок и при моделировании стабилизации пламени внутри пористой среды необходимо учитывать радиационный поток из подповерхностных слоев пористого тела. В работе [17] указывается, что в канале постоянного сечения без внешнего подогрева стенок возможна стабилизация пламени только при одном значении расхода свежей смеси, соответствующем локальной нормальной скорости пламени. При других значениях скорости потока пламя распространяется либо вверх, либо вниз по потоку. Расширение га-

зового потока, связанное с увеличением ширины канала, позволяет осуществлять стабилизацию пламени в широком диапазоне расходов свежей смеси.

В настоящей работе на основе экспериментального результата из работы [5] и стационарной одномерной модели проведены расчеты и дано объяснение возможности существования устойчивого горения внутри плоскопараллельного канала щелевой матрицы из металлических пластин в широком диапазоне изменения скорости потока.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Схема горения смеси горючего газа с воздухом в многоканальной щелевой матрице, представляющей собой набор тонких металлических пластин бесконечной ширины, приведена на рис. 1а. Предварительно перемешанная газовая смесь подается в каналы в левую часть матрицы. Смесь сгорает в полостях каналов, причем фронт горения располагается в координате, где нормальная скорость пламени совпадает со скоростью движения газовой смеси. Продукты сгорания нагревают пластины, тепло от которых передается свежей смеси. Радиационное излучение нагретых пластин выходит из полостей каналов в обе стороны матрицы. Параметры каналов и конструкция матрицы могут быть подобны параметрам горелочного устройства [5]. Такая конфигурация простого горелочного устройства гипотетически хорошо вписывается в схему, например, камеры сгорания газотурбинных установок или бойлера (рис. 1б), где поперечные трубчатые теплообменники располагаются с обеих сторон щелевой матрицы.

В настоящей работе в отличие от [17] решалась стационарная задача, что существенно упростило процедуру расчетов. Рассматривалось горение метановоздушной смеси. Расчеты проводились для домена, включающего примыкающие области полутолщин пластины и газа. Скорость химического превращения горючего выражалась через характерное время реакции, а скорость горения смеси определялась эмпирическим выражением, хорошо описывающим экспериментальные данные для метановоздушной смеси заданного состава с учетом ее подогрева [18]. Уравнения, описывающие в безразмерном виде распределение вдоль направления потока (координата x) температуры пластины, T_s , и газа, T_g , а также концентрации горючего имеют следующий вид:

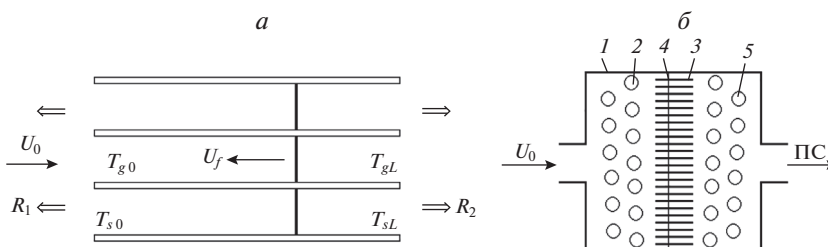


Рис. 1. а – Схема расчета; б – применение горелочного устройства инфракрасного излучения со щелевой матрицей в бойлере: 1 – корпус бойлера, 2 – первичный теплообменник радиационного нагрева, 3 – щелевая матрица, 4 – фронт пламени, 5 – основной теплообменник радиационно-конвективного нагрева, ПС – продукты сгорания.

$$\begin{aligned} \frac{d}{d\xi} F_\lambda \frac{d\theta_s}{d\xi} &= a_1 F_\alpha (\theta_s - \theta_g) - a_3 [R_1(\xi) + R_2(\xi)] \theta_s^4, \\ \frac{dF_c \theta_g}{d\xi} &= a_2 F_\alpha (\theta_s - \theta_g) - a_4 \frac{d\psi}{d\xi}, \\ F_u \frac{d\psi}{d\xi} &= -\frac{\psi}{\tau}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $\theta_s = T_s/T_0$ и $\theta_g = T_g/T_0$ – безразмерные температуры, T_0 – температура исходной смеси (в расчетах принята $T_0 = 300$ К); $\xi = x/L$, $b = B/2L$, $d = D/2L$ – безразмерные координата и полутолщины канала и пластины соответственно, L – длина пластины вдоль потока, D – ее толщина, B – расстояние между пластинами; $\psi = c_m/c_{m0}$ – безразмерная концентрация горючего, c_m и c_{m0} – текущая и начальная концентрации горючего в смеси, соответственно, причем $\psi = 1$ при $\xi < \xi_f$, где ξ_f – координата фронта пламени, являющаяся входным параметром задачи. Использовались следующие безразмерные параметры и выражения:

$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{\alpha_0 L^2}{d\lambda_{s0}}, \quad a_2 = \frac{\alpha_0 L}{C_0 G b}, \quad a_3 = \frac{\sigma T_0^3 L^2}{d\lambda_{s0}}, \\ a_4 &= \frac{E_m L}{\tau_r G C_0 T_0}, \end{aligned}$$

$\tau = \frac{\tau_r U_0}{L}$ – безразмерное время реакции; α_0 – коэффициент теплоотдачи газа при температуре $T = T_0$, λ_{s0} – коэффициент теплопроводности материала пластины при $\xi = 0$; σ – постоянная Стефана–Больцмана; τ_r – характерное время реакции; C_0 , U_0 – теплоемкость и скорость газовой смеси при температуре T_0 , G – ее удельный массовый расход;

$$F_c = \frac{C}{C_0} = 1 + \left(\frac{C_T}{C_0} - 1 \right) (1 - \psi)$$

– функция, описывающая изменение теплоемкости C газовой фазы за фронтом пламени, причем при $\psi = 0$ теплоемкость продуктов сгорания C_T вычислялась, исходя из адиабатической температуры горения смеси:

$$C_T = C_0 \frac{T_0}{T_m} + \frac{E_m}{\rho_m (9.5\phi + 1) T_m},$$

где T_m – адиабатическая температура горения, которую в зависимости от стехиометрического коэффициента ϕ можно удовлетворительно описать выражением [18]

$$T_m = 2966 - 733.3\phi;$$

здесь ρ_m – плотность исходной смеси, E_m – удельная (объемная) теплота сгорания метана. Посредством функции $F_\lambda = \lambda_s/\lambda_{s0}$ учитывалось изменение коэффициента теплопроводности материала λ_s по длине пластины. В приведенных вариантах расчета было принято $F_\lambda = 1$. Посредством функции $F_\alpha = \lambda_g/\lambda_{g0} = \theta_g^{0.82}$ учитывалось изменение коэффициента теплопроводности газа λ_g от температуры [19] в выражении для коэффициента теплоотдачи $\alpha = \text{Nu} \lambda_g / D_e$, где λ_{g0} – коэффициент теплопроводности газовой фазы при температуре T_0 , Nu – число Нуссельта, равное 7.5 [19, 20] для ламинарного течения в щели при числах $\text{Re} < 70$, $D_e = B/2$ – эквивалентный диаметр. Изменение скорости потока газа в полости, U , при его нагреве учитывалось посредством функции $F_u = U/U_0 = \theta_g$.

В данной модели радиационные потери из полости матрицы вычислялись в предположении излучателя как абсолютно черного тела, т.е. эффект отражения излучения внутри полости не рассматривался. Это дало возможность существенно упростить вычисления. Члены

$$R_1(\xi) = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \sin \left[\text{artg} \left(\frac{\xi}{2b} \right) \right] \right\}$$

и

$$R_2(\xi) = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \sin \left[\text{artg} \left(\frac{1-\xi}{2b} \right) \right] \right\}$$

в (1) описывают радиационные потоки, описываемые законом Ламберта, с единицы поверхности пластины в левую и правую стороны соответственно. Часть радиационного потока от поверхности стенок, которая не попадает в выходные сечения полости, остается в системе и поэтому не

является радиационными тепловыми потерями. Излучением газа пренебрегалось. Суммарные радиационные потери R_s из полости находились путем интегрирования $R_1(\xi)$ и $R_2(\xi)$ по длине пластины с учетом зависимости температуры пластины от координаты:

$$R_s = 2 \int_0^1 [R_1(\xi) + R_2(\xi)] \theta_s^4(\xi) d\xi.$$

Отметим, что величина интегрального потока из полости при постоянной по длине пластины температуре полностью совпадает с величиной потока, рассчитанного через угловой коэффициент методом натянутой нити [21].

Решение системы (1) сводилось к решению краевой задачи со следующими граничными условиями: при $\xi = 0$ температура левого торца пластины $\theta_s = \theta_{s0}$. Здесь θ_{s0} — варьируемый параметр задачи, который задается при каждой итерации вычислений. Температура газа на входе в полость

$$\theta_g = \theta_{g00} = \frac{a_5 \theta_{s0} + 1}{a_5 + 1},$$

градиент температуры на торце пластины

$$\frac{d\theta_s}{d\xi} = a_6 F_\alpha(\theta_{g00})(\theta_{s0} - \theta_{g00}) + a_7 \theta_{s0}^4.$$

Здесь

$$a_5 = \frac{\alpha_t d}{C_0 G b}, \quad a_6 = \frac{\alpha_t L}{\lambda_{s0}}, \quad a_7 = \frac{\sigma T_0^3 L}{\lambda_{s0}},$$

α_t — коэффициент теплоотдачи от торца пластины газу, который вычислялся при значении $Nu = 2$.

Решение проводилось методом “пристрелки”, т.е. параметр θ_{s0} для наперед заданного входного параметра задачи ξ_f изменялся таким образом, чтобы градиент температуры $d\theta_s/d\xi|_{\xi=1}$ на противоположном торце пластины при $\xi = 1$ был равен

$$\frac{d\theta_s}{d\xi|_{\xi=1}} = a_6 \frac{F_\alpha}{F_c} (\theta_g - \theta_s) - \frac{1}{F_c} a_7 \theta_s^4.$$

Скорость движения подогретой смеси в точке с координатой ξ_f сравнивалась со скоростью пламени U_f , которая находилась из выражения [18]

$$U_f = A \left(\frac{T_1}{T_0} \right)^n \exp \left(\frac{-E_f}{2R_g T_m} \right), \quad (2)$$

где постоянная $A = 1.62 \cdot 10^3$ см/с; $E_f = 35$ ккал/моль · К — энергия активации; T_1 — температура нагретой смеси перед фронтом пламени; n — степенной показатель, равный

$$n = 2.83 - \frac{10}{9.5\phi + 1},$$

R_g — газовая постоянная. Условие $\Delta U = U - U_f = 0$ отвечало стационарному положению фронта пламени, при этом анализировалась устойчивость этого состояния.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В расчетах приняты следующие значения параметров: теплоемкость смеси $C_0 = 1$ Дж/г · К при $\xi < \xi_f$, $\lambda_{s0} = 0.2$ Вт/см · К, $\lambda_{g0} = 2.64 \cdot 10^{-4}$ Вт/см · К, $E_m = 35.8$ Дж/см³. Время химического превращения метана, τ_r , выбиралось равным 10^{-4} с. Расчеты выполнялись при следующих геометрических параметрах матрицы: $D = 1$ мм, $B = 4$ мм, длина пластин варьировалась от 4 до 32 мм.

Особенность использованной стационарной модели заключается в том, что во втором уравнении системы (1) учитывается локальный химический источник тепла, моделирующий химическую реакцию за фронтом пламени, скорость которого не связана со скоростью реального горения. Скорость реального пламени вычислялась отдельно. Поэтому формально для каждого заданного входного параметра задачи — координаты ξ_f источника тепловыделения — существует стационарное решение при некотором значении скорости смеси в точке с координатой ξ_f , которая может отличаться от U_f . Стационарное решение для реального пламени будет соответствовать условию $\Delta U = 0$. Если $\Delta U \neq 0$, то стационарного решения для реального пламени не существует. Физически это означает, что при $\Delta U > 0$ реальное пламя будет выноситься из полости по течению потока (режим отрыва пламени), а при $\Delta U < 0$ оно устремится навстречу потоку (режим проскока пламени). Очень полезным является знание зависимости $\Delta U = \Delta U(\xi_f)$. По наклону кривых зависимости $\Delta U(\xi_f)$ при $\Delta U = 0$ можно судить об устойчивости реального пламени. Такие зависимости для случая $\phi = 1$, $L = 16$ мм при различной удельной мощности горения $w = U_0 E_m / (9.5\phi + 1)$ представлены на рис. 2. Видно, что кривые зависимости $\Delta U(\xi_f)$ имеют вогнутую форму, причем существуют две предельные кривые, 1 и 4, которые определяют границы области реальных решений. Точка a на кривой 1 при $\Delta U = 0$ определяет нижний предел реального горения при $w = 122$ Вт/см². Точка d касания оси $\Delta U = 0$ на предельной кривой 4 определяет верхний предел реального горения при $w = 257.5$ Вт/см². Все решения при $w > 257.5$ Вт/см² (см., например, кривую 5) лежат в области выноса реального пламени из полости, т.е. отрыва пламени от матрицы. Отметим, что кривые зависимости $\Delta U = \Delta U(\xi_f)$ могут иметь две точки пересечения с осью $\Delta U = 0$, например b и b' у кривой 2 и c и c' у кривой 3. Точки a , b , c реальных решений при $\Delta U = 0$, лежащие слева от точки касания d , соответствуют устойчи-

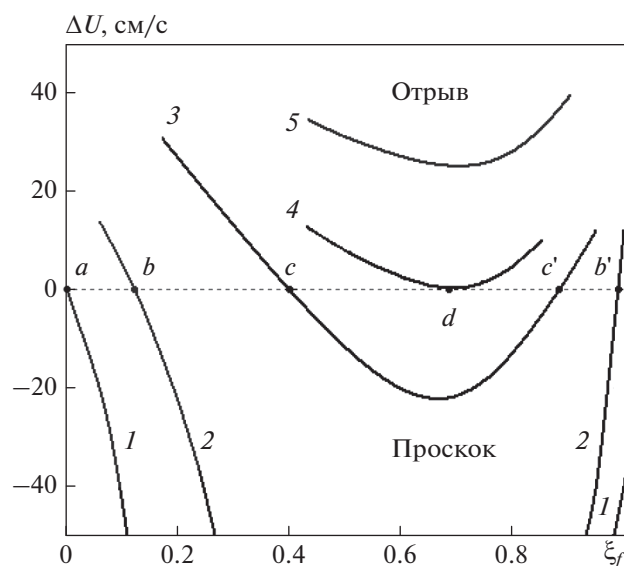


Рис. 2. Разность скоростей потока и пламени в зависимости от координаты фронта пламени для $w = 122$ (1), 180 (2), 240 (3), 257.5 (4) и 280 Вт/см² (5).

вому положению фронта пламени, а точки b' , c' справа от точки d — неустойчивому положению фронта пламени. Действительно, случайное смещение фронта пламени из положения равновесия, например из точки b влево, приводит к неравенству $U > U_f$, т.е. происходит возвращение фронта пламени в исходную точку. И наоборот, случайное смещение фронта пламени из положения равновесия вправо приводит к неравенству $U < U_f$, т.е. к движению пламени против потока и возвращению

фронта пламени в исходную точку. Обратный эффект наблюдается для точек b' и c' , т.е. пламя в этих точках неустойчиво.

Положение фронта реального пламени в полости канала в зависимости от удельной мощности горения и величины подогрева смеси ΔT перед фронтом представлено на рис. 3. Видно, что с увеличением удельной мощности горения фронт стационарного устойчивого пламени перемещается в правую часть полости канала, при этом достигается предельное значение ξ_f , а далее происходит срыв устойчивого горения (рис. 3а). При смещении фронта пламени вправо усиливается подогрев смеси (рис. 3б) за счет увеличения удельной мощности. Максимальная величина подогрева смеси достигается при увеличении температуры примерно на 500 К.

Эффект стабилизации реального пламени обусловлен наличием радиационных потерь из полости канала. Случайное смещение пламени в ту или иную сторону от положения равновесия $\Delta U = 0$ приводит к нарушению теплового баланса, т.е. к изменению соотношения радиационных потерь и конвективного нагрева газа. Поскольку максимальная плотность излучения достигается у торцов пластин (рис. 4), то произвольное смещение пламени, находящегося вблизи того или иного торца, существенно влияет на тепловые потери из-за излучения в соответствующую сторону. На рис. 4 приведены размерные значения радиационных потоков $W = \sigma T_0^4 LR$ с единицы поперечной длины пластин для случая $w = 240$ Вт/см², $\phi = 1$, $\xi_f = 0.4$. Например, если пламя находится вблизи левого торца, то его смещение вправо приведет к

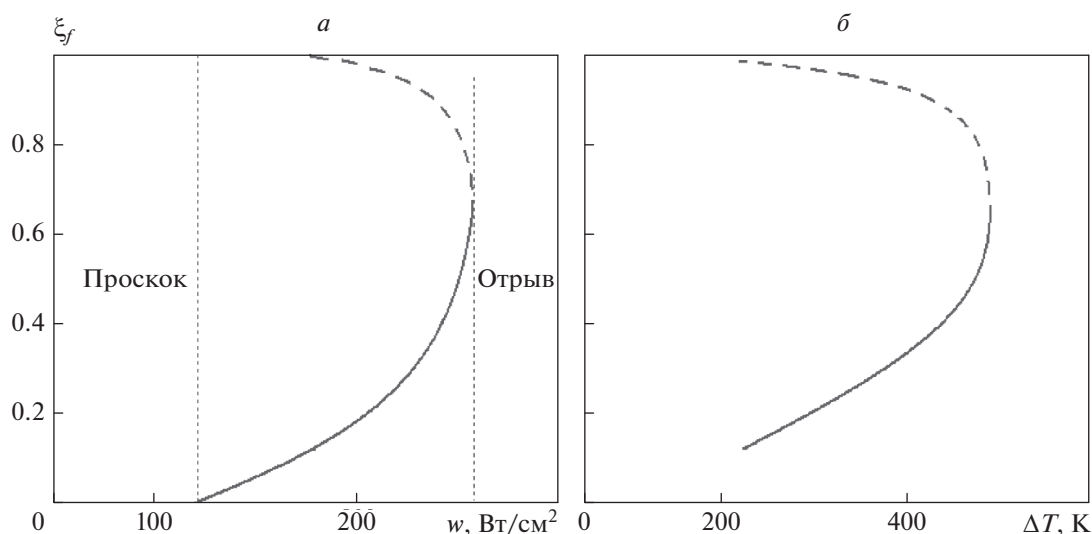


Рис. 3. Координата фронта пламени при $\phi = 1$ в зависимости от удельной мощности горения (а) и температуры нагрева смеси перед фронтом пламени (б). Пределы устойчивого горения: нижний предел — 122 Вт/см², верхний предел — 257.5 Вт/см². Штриховые линии отражают неустойчивые решения.

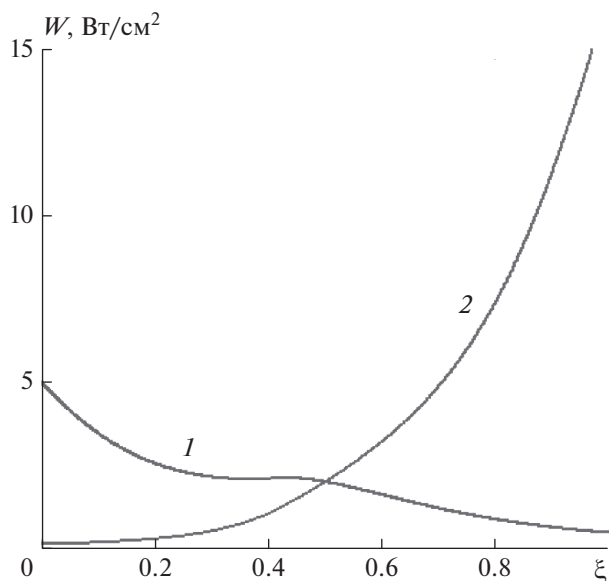


Рис. 4. Распределение плотности излучения, выходящего из полости влево (1) и вправо (2).

уменьшению температуры пластины вблизи торца, и, следовательно, тепловые потери за счет излучения уменьшаются, а температура смеси возрастет. Это приведет к возвращению фронта пламени в исходное положение устойчивого равновесия. И наоборот, если пламя находится вблизи правого торца пластины в неустойчивом равновесии, то его смещение вправо приведет к увеличению температуры пластины вблизи торца, и, следовательно, тепловые потери за счет излучения возрастут, а величина подогрева смеси уменьшится. Это приведет к движению фронта пламени из положения неустойчивого равновесия и выносу его из полости.

Характерные профили распределения температуры в газе и пластинах показаны на рис. 5. Точка, соответствующая максимальной температуре газа, отвечает завершенности химического превращения. За фронтом пламени вниз по потоку температура продуктов сгорания превосходит температуру пластин, и продукты охлаждаются, нагревая пластины. Тепло передается по пластинам вниз по потоку за счет теплопроводности пластин. В области перед фронтом пламени температура пластин больше температуры газа, и происходит рекуперативный подогрев свежей смеси. Таким образом, газовая смесь поступает в зону реакции с повышенной температурой, что увеличивает скорость горения и температуру продуктов сгорания. На некотором расстоянии от выхода из полости канала достигается максимум температуры пластин. Торцевые части пластин имеют пониженную температуру из-за интенсивного радиационного охлаждения.

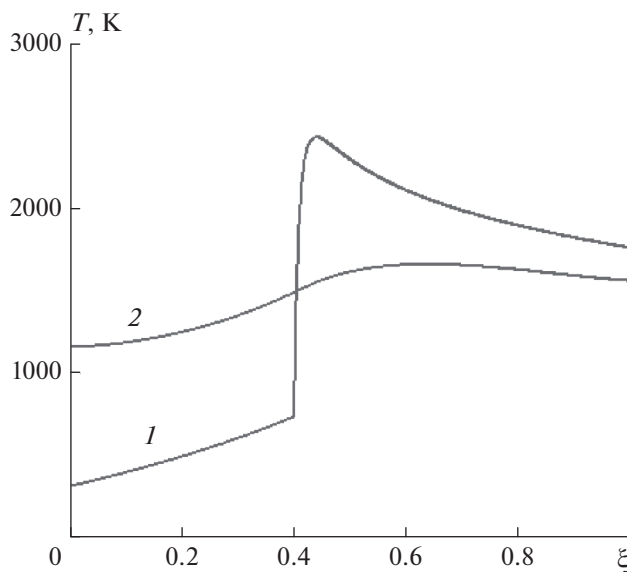


Рис. 5. Зависимость температуры газа (1) и пластины (2) от координаты при $w = 240$ Вт/см², $\phi = 1$, $\xi_f = 0.4$.

Поскольку с увеличением удельной мощности горения фронт пламени смещается вправо, то температура правого торца пластины и степень подогрева смеси возрастают, а температура левого торца уменьшается (рис. 6а). На верхнем пределе устойчивости горения разница между этими температурами может достигать более 500 К. Доли мощности, уносимые радиационным потоком вправо из выходного сечения матрицы,

$$\eta_2 = \frac{\sigma T_0^4 R_{2i}}{bw},$$

где

$$R_{2i} = 2 \int_0^1 R_2(\xi) \theta_s^4(\xi) d\xi,$$

и суммарным потоком, $\eta_s = \sigma T_0^4 R_s / bw$, в зависимости от удельной мощности представлены на рис. 6б. Видно, что величина η_2 практически постоянна во всей области устойчивого горения и равна $\eta_2 \approx 0.18$, в то время как η_s с увеличением w резко падает; при этом максимальное значение $\eta_s = 0.45$ достигается на нижнем пределе горения. Последнее обстоятельство объясняется тем, что при локализации фронта пламени на входе в матрицу температура правого торца пластины близка к температуре продуктов сгорания на выходе.

Увеличение длины пластин при сохранении параметров B и D приводит к расширению пределов устойчивого горения внутри полости как по удельной мощности (рис. 7а), так и по стехиометрическому коэффициенту (рис. 7б). При $L = 32$ мм

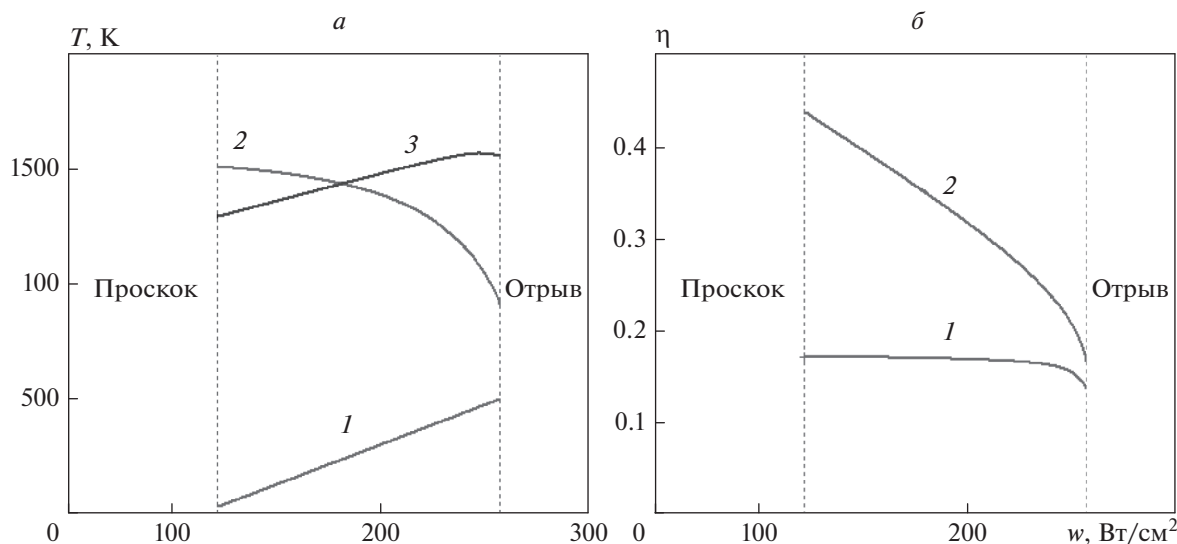


Рис. 6. *a* – Зависимости температуры нагрева смеси перед фронтом пламени (1) и температуры левого (2) и правого (3) торцов пластины; *б* – доли радиационного потока вправо (1) и суммарного потока (2) в зависимости от удельной мощности горения при $\phi = 1$. Пределы устойчивого горения: нижний предел – 122 Вт/см², верхний предел – 257.5 Вт/см².

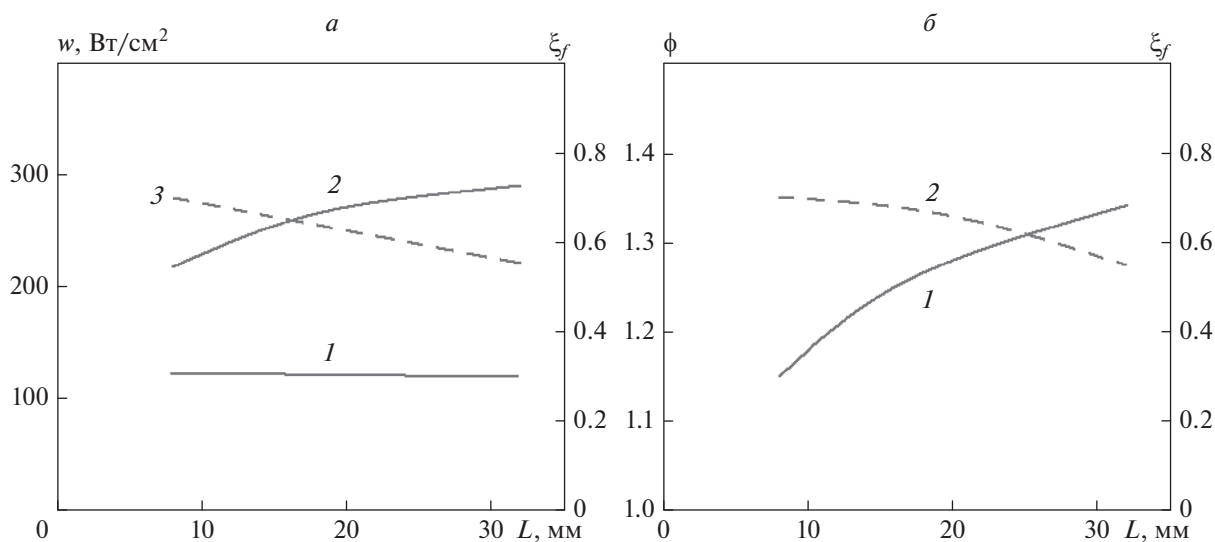


Рис. 7. Пределы горения и координата фронта пламени в зависимости от длины пластин; *a* – для удельной мощности горения: 1 – нижний предел, 2 – верхний предел, 3 – координата; *б* – для стехиометрического коэффициента: 1 – верхний предел, 2 – координата.

верхний предел устойчивого горения достигает почти 300 Вт/см² при $\phi = 1$, при этом фронт пламени смещается в глубь полости (рис. 7а, кривая 3). Предельный стехиометрический коэффициент также возрастает: например, при $w = 180$ Вт/см² он увеличивается с 1.15 до 1.35.

Полученные результаты теоретически подтверждают возможность достижения устойчивого горения в щелевой матрице из набора параллельных металлических пластин с рекордной удельной мощностью горения ~300 Вт/см². Вычисления качественно

и количественно совпадают с экспериментальными результатами из работы [5], где для пластинчатой матрицы получены аналогичные значения температуры пластин и величины удельной мощности горения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе стационарной одномерной модели проведен расчет и дано объяснение возможности существования устойчивого горения перемешан-

ной метановоздушной смеси внутри плоскопараллельного канала щелевой матрицы из металлических пластин в широком диапазоне изменения скорости потока. Эффект стабилизации пламени обусловлен наличием радиационных потерь из полости канала. Увеличение длины пластин приводит к расширению пределов устойчивого горения как по удельной мощности, так и по стехиометрическому коэффициенту.

Показана возможность достижения в матрице из плоскопараллельных пластин высокой удельной мощности горения ~ 300 Вт/см². Доля мощности, уносимой радиационным потоком, может достигать большой величины, равной 0.45 на нижнем пределе горения. В отличие от матрицы с низкой проницаемостью, где стабилизация пламени достигается за счет значительного расширения каналов, рассмотренная щелевая матрица из тонких параллельных пластин обладает несомненными преимуществами. Высокая степень проницаемости, низкое гидродинамическое сопротивление и простота конструкции существенно расширяют область применения таких матриц в горелочных устройствах и камерах сгорания. Интересным и важным является вопрос о возможности перераспределения радиационных потоков для организации преобладающего потока в направлении выходного сечения матрицы при сохранении параллельности пластин. На наш взгляд, этого можно добиться путем регулирования параметров теплопереноса, например изменяя тем или иным способом эффективную теплопроводность вдоль пластины, нанося на поверхность пластины керамические покрытия переменной толщины и пр.

Работа выполнена в 2019 г. за счет субсидии, выделенной ФИЦ ХФ РАН на выполнение государственного задания по теме 44.8 “Фундаментальные исследования процессов превращения энергоемких материалов и разработка научных основ управления этими процессам” (номер государственной регистрации АААА-А17-117040610346-5).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Брюханов О.Н., Крейнин Е.В., Мастрюков Б.С. Радиационный газовый нагрев. Л.: Недра, 1989.
2. Shmelev V. // Combust. Sci. Technol. 2014. V. 186. P. 943; <https://doi.org/10.1080/00102202.2014.890601>
3. Василик Н.Я., Шмелев В.М. // Горение и взрыв. 2017. Т. 10. № 2. С. 2.
4. Mujeeb M.A., Abdullah M.Z., Mohamad A.A. // Energy. 2011. V. 36. № 8. P. 5132.
5. Vasilik N., Shmelev V. // Proc. 8th Intern. Conf. on Advances in Civil, Structural and Environmental Engineering (ACSEE). 2019. P. 16; <https://doi.org/10.15224/978-1-63248-166-5-03>
6. Замашников В.В. // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 1. № 1. С. 23.
7. Замашников В.В., Минаев С.С. // Там же. 2001. Т. 37. № 1. С. 25.
8. Baigmohammadi M., Tabejamaat S., Faghani-Lamraski M. // Energy. 2017. V. 121. № 15. P. 657.
9. Fursenkov R., Sereshchenko E., Uriupin G. et al. // Combust. Sci. Technol. 2018. V. 190. № 6. P. 1023.
10. Фурсенко Р.В. Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Новосибирск: ИТПМ СО РАН, 2015.
11. Марута К., Парк Дж.К., Ох К.С. и др. // Физика горения и взрыва. 2004. Т. 40. № 5. С. 21.
12. Kang X., Gollan R.J., Jacobs P.A., Veeraragavan A. // Proc. 19th Australasian Fluid Mechanics Conf. Melbourne, Australia, 2014. P. 33.
13. Ju J., Maruta K. // Prog. Energ. Combust. Sci. 2011. V. 37. P. 669.
14. Kaisare N.S., Vlachos D.G. // Ibid. 2012. V. 38. P. 321.
15. Su Y., Cheng Q., Song J., Si M. // Energy Convers. and Manage. 2016. V. 120. P. 197.
16. Hackert C.L., Ellzey J.L., Ezekoye O.A. // Combust. and Flame. 1999. V. 116. P. 177.
17. Палесский Ф.С., Минаев С.С., Фурсенко Р.В. и др. // Физика горения и взрыва. 2012. Т. 48. № 1. С. 21.
18. Shmelev V. // Energy and Power Eng. 2017. V. 9. P. 366.
19. Луканин В.Н. Теплотехника. 2-е изд. М.: Высш. шк., 2000.
20. Кутателадзе С.С., Стырикович М.А. Гидродинамика газожидкостных систем. М.: Энергия, 1976.
21. Зигель Р., Хауэлл Дж. Теплообмен излучением. М.: Мир, 1975.