

УДК 536.46

МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОРЕНИЯ ПРЕДВАРИТЕЛЬНО ПЕРЕМЕШАННЫХ СМЕСЕЙ ГАЗОВ В РАСШИРЯЮЩЕМСЯ КАНАЛЕ С УЧЕТОМ РАДИАЦИОННЫХ ТЕПЛОПТЕРЬ

Ф. С. Палесский¹, С. С. Минаев¹, Р. В. Фурсенко¹, В. К. Баев¹,
А. И. Кирдяшкин², В. М. Орловский³

¹Институт теоретической и прикладной механики им. С. А. Христиановича СО РАН, 630090 Новосибирск
paleskiy@itam.nsu.ru

²Отдел структурной макрокинетики Томского научного центра СО РАН, 634055 Томск

³Институт сильноточной электроники СО РАН, 634055 Томск

В рамках одномерной диффузионно-тепловой модели теоретически исследованы характеристики радиационного теплового потока из расширяющегося микроканала, в котором происходит горение предварительно перемешанной смеси газов. Полученные результаты обобщены на случай горения газа в пористой среде, состоящей из набора отдельных, регулярно упакованных микроканалов. 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.

Ключевые слова: стабилизация пламени, микроканал, радиационный тепловой поток, пористая среда, пределы существования пламени.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время существует потребность в тепловых источниках энергии с регулируемыми температурными и мощностными характеристиками, в которых используется горение газов. Разработка подобных тепловых источников позволит перейти в производстве от электрического обогрева к более дешевому — газовому. Подобные тепловые источники, помимо высоких значений эффективности, должны обладать хорошими экологическими характеристиками, в частности иметь низкий уровень выброса NO_x . Другой актуальной проблемой является разработка портативных источников электрической энергии на основе горения газов и прямого преобразования тепла в электричество [1]. Возможным решением этих задач может быть использование горения газов в пористой среде или использование технологий микроргорания, основанных на сжигании газов в микроканалах с регенерацией тепла. В пористой среде можно организовать горение за пределами бедных смесей газов и достигать сверхадиабатических температур продук-

тов горения [2–4]. Эти эффекты возникают в результате регенерации тепла от продуктов горения к свежей смеси через теплопроводящую пористую среду. Большой радиационный тепловой поток, исходящий из пористой среды, — еще одна важная особенность такого горения. При сжигании газов в пористой среде тепловой поток излучения значительно превосходит радиационный поток от продуктов горения. Поэтому горение газов в пористой среде может быть использовано для создания эффективных источников теплового излучения [5].

В данной работе считается, что пористое тело представляет собой набор идентичных, регулярно упакованных микроканалов [6, 7]. Предполагается, что радиационный тепловой поток создается излучением от внутренних стенок и выходных секций каналов. Отметим, что подобные излучатели, имеющие регулярную микроканальную структуру, — не только удобная математическая абстракция, но и уже существующие реальные горелочные устройства (рис. 1 [5]). В случае большого числа идентичных каналов задача может быть сведена к рассмотрению задачи о горении газа в отдельно взятом канале с теплоизолированными внешними стенками. Подобная аппроксимация используется во многих моделях фильтрационно-

Работа выполнена при частичной поддержке интеграционными проектами СО РАН (№ 78, 147) и Российским фондом фундаментальных исследований (проект № 09-08-00546-а).

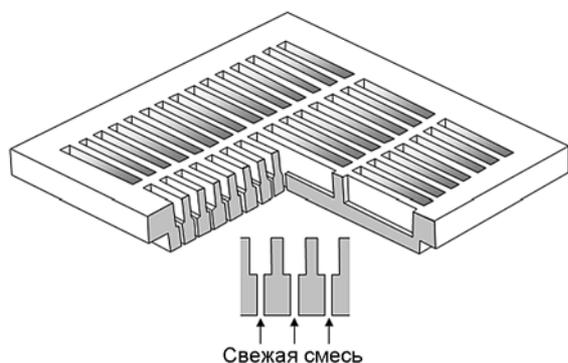


Рис. 1. Схема радиационной горелки [5]

го горения газов [3, 7]. В большинстве таких моделей рассматривается бесконечно большая пористая среда и, как правило, не затрагивается вопрос о стабилизации пламени в областях, близких к границе пористого вещества. В то же время для практического применения, связанного с созданием инфракрасных источников излучения, задача о стабилизации пламени вблизи границ пористого тела является важной. Эксперименты по сжиганию газов в горелках, состоящих из набора регулярно упакованных микроканалов [5], показали, что максимум радиационного потока энергии наблюдается при умеренных расходах свежей смеси. В экспериментах с высокопористыми горелками из металлокерамики [8] установлено, что полный поток теплового излучения от пористого вещества может превосходить поток излучения от абсолютно черного тела с температурой, соответствующей температуре поверхности пористой горелки. Этот факт не удается объяснить в рамках континуальной модели горения газов в пористой среде. Для понимания физического механизма этого явления в данной работе используется дискретная модель пористой среды, в которой пористая среда предполагается состоящей из набора регулярно упакованных микроканалов. В настоящем исследовании особенности радиационного потока и стабилизации волны горения в отдельно взятом канале распространены на процессы горения газов и теплового излучения в пористом теле. В работе считается, что радиационный тепловой поток в окружающую среду исходит со всей внутренней поверхности канала, а не только с торцевой поверхности на выходе из канала. В представленной модели рассматривается расширяющийся канал, что является необ-

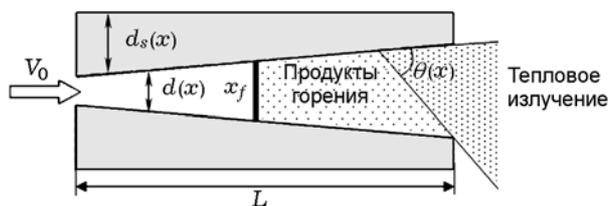


Рис. 2. Схема горения газа в расширяющемся канале

ходимым условием для стабилизации пламени в широком диапазоне скоростей подачи свежей смеси.

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Схема горения газов в плоском расширяющемся канале, представляющем собой зазор между двумя бесконечными пластинами, приведена на рис. 2. Предварительно перемешанная газовая смесь подается в канал через узкую часть. Размеры канала примерно соответствуют конфигурации горелки, описанной в работе [5]. Ширина канала зависит от пространственной координаты: $d(x) = (d_L - d_0)(x/L) + d_0$, где $d_0 = 2$ мм — ширина канала на входе, $d_L = 5$ мм на выходе, $L = 20$ мм — длина канала. Внешние стенки канала параллельны плоскости симметрии (см. рис. 2). Толщина стенок определяется по формуле $d_s(x) = (d_{sL} - d_{s0})(x/L) + d_{s0}$ и изменяется от $d_{s0} = 3.5$ мм на входе до $d_{sL} = 2$ мм на выходе. Внешние стенки канала теплоизолированы. Эта модель соответствует пористому телу, состоящему из набора идентичных микроканалов. Вычисления проводились в рамках одномерной двухтемпературной диффузионно-тепловой модели горения предварительно перемешанной смеси газов [9]. В приближении постоянной плотности одномерные безразмерные уравнения для температуры газа T_g , температуры стенок канала T_s и массовой доли горючего Y_f имеют следующий вид:

$$\frac{\partial T_g}{\partial t} + V(x) \frac{\partial T_g}{\partial x} = \frac{\partial^2 T_g}{\partial x^2} - \Omega_g(T_g - T_s) + qW(T_g, Y_f), \quad (1)$$

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = k \frac{\partial^2 T_s}{\partial x^2} + \Omega_s(T_g - T_s) - \Omega_r(T_s^4 - \sigma^4)F(x), \quad (2)$$

$$\frac{\partial Y_f}{\partial t} + V(x) \frac{\partial Y_f}{\partial x} = \frac{1}{\text{Le}} \frac{\partial^2 Y_f}{\partial x^2} - W(T_g, Y_f), \quad (3)$$

где t и x — безразмерные временная и пространственная координаты, измеряемые в единицах $\lambda_g/\rho_g c_{pg} U_b^2$ и $\lambda_g/\rho_g c_{pg} U_b$ соответственно, λ_g — теплопроводность газа, ρ_g — его плотность, c_{pg} — удельная теплоемкость при постоянном давлении, U_b — адиабатическая скорость горения ламинарного плоского пламени, $k = (\lambda_s/\lambda_g)(\rho_g c_{pg})/(\rho_s c_{ps})$ — отношение коэффициентов температуропроводности твердой и газовой фаз. Концентрация недостающего компонента смеси Y_f измеряется в единицах Y_{f0} — массовой доли недостающего компонента свежей смеси. Температура стенок канала T_s и температура газа T_g измеряются в единицах адиабатической температуры горения T_b ; $\sigma = T_0/T_b$ — безразмерная начальная температура газа, где $T_0 = 300$ К. Значения адиабатической температуры горения метановоздушной смеси при коэффициенте избытка горючего $\phi = 0.8, 0.9, 1$ равны соответственно 1859, 2044 и 2227 К. Считается, что расходование недостающего компонента горючей смеси и тепловыделение происходят в одноступенчатой необратимой химической реакции вида $W = KY_f Y_{ox} \exp(-N/T_g)$. Здесь $N = E/(RT_b)$, R — универсальная газовая постоянная, $E = 124.7$ кДж/моль — энергия активации, $K = 1.98 \cdot 10^9$ — предэкспонент, Y_{ox} — безразмерная концентрация окислителя, которая определялась по формуле $\nu Y_f - Y_{ox} = C$, где $\nu = 3.989$ — стехиометрический коэффициент, C — константа, определяемая составом горючей смеси. Параметр $q = 1 - \sigma$ в уравнении (1) — безразмерная теплота химической реакции. Скорость потока газа V измеряется в единицах U_b и зависит от пространственной координаты: $V(x) = (V_0/U_b)(d_0 \cdot 1)/(d(x) \cdot 1)$, где V_0 — начальная скорость смеси на входе. Так как в работе рассматривается задача о распространении пламени в зазоре между двумя бесконечными пластинами, значение площади рассчитывается на единицу поперечной длины. Таким образом, в выражение для скорости потока газа вдоль канала входит дополнительный множитель 1, имеющий размерность длины, который сокращается. Это соотношение описывает изменение скорости газа в канале переменного сечения и следует из уравнения сохранения массы в приближении постоянной плотности газа. В уравнениях (1)–(3) $\text{Le} =$

$\lambda_g/\rho_g c_{pg} D$ — число Льюиса, которое выбрано равным $\text{Le} = 0.9$, что примерно соответствует бедной метановоздушной смеси, D — коэффициент диффузии метана в воздухе. Безразмерные параметры теплообмена $\Omega_g = 2\text{Nu}/\text{Pe}^2$ и $\Omega_s = \gamma\Omega_g$, где $\gamma = d\rho_g c_{pg}/(d_s \rho_s c_{ps})$, связаны с числом Пекле $\text{Pe} = U_b d \rho_g c_{pg}/\lambda_g$ и числом Нуссельта $\text{Nu} = \alpha d/\lambda_g$, где α — коэффициент теплообмена. Значение числа Нуссельта подобрано по критерию соответствия критической ширины канала экспериментальным данным. В работе считается $\text{Nu} = 11.6$. В отличие от традиционной диффузионно-тепловой модели фильтрационного горения газов [7] и модели горения в узких каналах [9], в данной модели учитываются радиационные теплотопотери. Член $\Omega_r(T_s^4 - \sigma^4)F(x)$ в уравнении (2) учитывает радиационные теплотопотери из полуограниченного канала. Коэффициент Ω_r имеет вид $\Omega_r = (\lambda_g \sigma_{\text{SB}} k_g T_b^3)/(d_s \rho_s c_{ps} \rho_g c_{pg} U_b^2)$, где σ_{SB} — постоянная Стефана — Больцмана, эмиссионная способность стенок $\varepsilon = 0.9$. Считается, что часть полного радиационного потока, выходящего из канала в сектор с углом θ (см. рис. 2), описывает радиационные теплотопотери, что учитывается множителем $F(x) = 2[\arctan((d(L) - d_0)/2L) + \arctan((d(x) + d(L))/2(L - x))]$ в уравнении (2). Часть теплового потока от поверхности стенок, которая не попадает в данный сектор, остается в системе и поэтому не рассматривается как радиационные теплотопотери. В модели пренебрегалось излучением газа из-за доминирующего содержания N_2 в бедной метановоздушной газовой смеси.

Для системы уравнений (1)–(3) использовались следующие граничные условия:

$$x = 0: \quad T_g = \sigma, \quad T_s = \sigma, \quad Y_f = 1, \quad (4)$$

$$x = L: \quad \frac{\partial T_g}{\partial x} = 0,$$

$$\frac{\partial T_s}{\partial x} = \Omega_{\gamma b}(T_s^4 - \sigma^4) - \Omega_{gb}(T_g - T_s), \quad (5)$$

$$\frac{\partial Y_f}{\partial x} = 0,$$

Здесь $\Omega_{\gamma b} = (2U_b \rho_s c_{ps} d_s/\lambda_s)\Omega_\gamma$ и $\Omega_{gb} = (d^2/d_s)(U_b \rho_g c_{pg}/\lambda_s)\Omega_g$ — безразмерные параметры теплотопотерь на выходном срезе канала. Приняты следующие значения параметров:

$\lambda_g = 0.03$ Вт/(м·К), $\lambda_s = 8$ Вт/(м·К), $c_{pg} = 1000$ Дж/(кг·К), $c_{ps} = 1250$ Дж/(кг·К), $\rho_g = 0.75$ кг/м³, $\rho_s = 3750$ кг/м³.

Для численного решения нестационарных уравнений (1)–(3) с граничными условиями (4), (5) применялся метод конечных элементов Галёркина. В данном методе уравнение в узле сетки требует, чтобы взвешенный интеграл невязки уравнения по области вокруг узла удовлетворял заданной точности. При варьировании параметра точности в диапазоне $0.0001 \div 0.001$ получен разброс решений в пределах 5 %. В численной модели иницирование пламени в начальный момент времени осуществлялось заданием высокотемпературной зоны внутри канала (≈ 1500 К). Стационарное решение уравнения не зависит от начальных данных в случае, если они обеспечивают иницирование пламени.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

Известно, что в канале постоянного сечения 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 газового потока, связанное с увеличением внутренней ширины канала, позволяет осуществлять стабилизацию пламени в широком диапазоне расходов свежей смеси. На рис. 3 представлена характерная зависимость стационарного положения

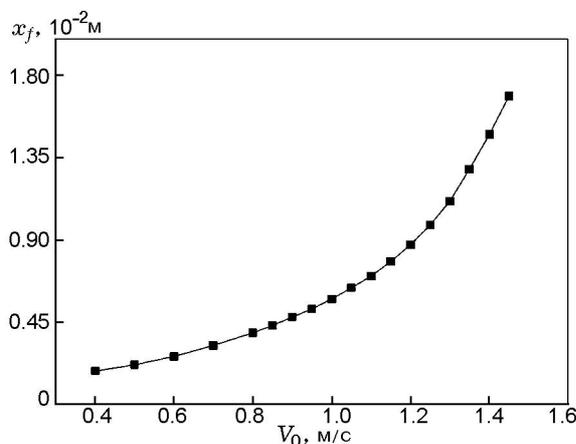


Рис. 3. Зависимость стационарной позиции фронта пламени от скорости подачи свежей смеси, рассчитанная при $\phi = 1$ и $V_0 = 1.2$ м/с

ния фронта пламени от расхода свежей смеси в расширяющемся канале, полученная на основе расчетов нестационарных уравнений (1)–(5). Положение фронта пламени, которое задается максимумом скорости химической реакции, сдвигается к выходу из канала при увеличении скорости потока. Наблюдаются верхний и нижний пределы существования стационарного пламени в канале. Если скорость свежей смеси превосходит максимальную скорость потока, то пламя покидает канал. Если скорость потока свежей смеси меньше минимального значения, то пламя распространяется вверх по потоку и затухает в узкой части канала, где поперечный размер канала меньше критического значения. Интересно, что скорость потока газа в точке, где расположен фронт пламени, больше адиабатической скорости распространения свободного пламени вследствие подогрева свежей смеси стенками канала, по которым тепло от продуктов горения передается свежей смеси за счет теплопроводности стенок.

Характерные профили температуры в газе и твердом каркасе показаны на рис. 4. Точка максимальной температуры газа соответствует максимуму скорости химической реакции, определяющему положение фронта пламени. За фронтом пламени вниз по потоку температура продуктов горения превосходит температуру стенки и продукты охлаждаются. Тепло распространяется по твердому каркасу вниз по потоку за счет теплопроводности стенок канала. В области перед фронтом пламени температура стенок больше температуры газа и проис-

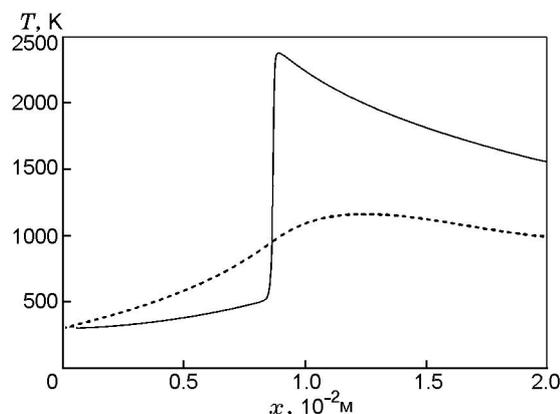


Рис. 4. Профили температуры газа (сплошная линия) и твердого каркаса (пунктирная), рассчитанные при $\phi = 1$ и $V_0 = 1.2$ м/с

ходит подогрев свежей смеси. Таким образом, газовая смесь поступает в зону реакции с увеличенной температурой, что повышает температуру продуктов горения и увеличивает скорость горения. Максимум температуры стенок достигается не на выходе из канала, а на некотором расстоянии от него. Поэтому радиационный поток изнутри канала может существенно превышать радиационный тепловой поток от поверхности выходного среза канала.

На рис. 5 показаны зависимости мощности полного радиационного теплового потока излучения от входной скорости потока, рассчитанные для различных коэффициентов избытка горючего. Полный радиационный тепловой поток есть сумма потоков с торцевых стенок на выходе из канала и с внутренних стенок. Поток с внутренних стенок рассчитывался по формуле

$$Q = d_s \sigma_{SB} T_b^4 \int_0^L (T_s^4(x) - \sigma^4) F(x) dx, \quad (6)$$

где интегрирование ведется вдоль всего канала по безразмерной пространственной координате.

Эксперименты по горению газа на пористой горелке, выполненные в работе [9], показали, что в некоторых случаях полный радиационный тепловой поток от пористой горелки может значительно превышать величину теплового потока, оцененного в предположении, что излучение исходит только с поверхности пористой горелки. Этот эффект можно объяснить

излучением от внутренних слоев пористого тела. В рамках данной модели выполнено сравнение радиационного потока с внутренних стенок канала и потока с торцевых стенок на выходе из канала, которое показало, что излучение от внутренних стенок канала существенно выше, в некоторых случаях оно превосходит радиационный поток с торцевых стенок на выходе из канала более чем в три раза.

Из рис. 5 видно, что существует оптимальная скорость потока газа при которой достигается максимум мощности радиационного теплового потока. Интересно, что при изменении коэффициента избытка горючего от 0.8 до 1 расстояние от фронта пламени до среза канала остается практически постоянным и меняется от 1.13 до 1.33 см. Если скорость потока свежей смеси меньше оптимальной, то поток излучения уменьшается за счет смещения фронта пламени от выходного среза в глубину канала, что приводит к уменьшению доли радиационного потока, излучаемого внутренними стенками канала. В случае, когда скорость газа больше оптимальной, фронт пламени смещается к выходу из канала, ослабляется регенерация тепла по стенкам канала и уменьшается прогрев стенок продуктами горения. В результате происходит уменьшение полного потока излучения с увеличением скорости подачи свежей смеси.

В экспериментах по сжиганию газов в горелочном устройстве, состоящем из набора регулярно упакованных микроканалов (см. рис. 1), установлено существование оптимального расхода газа [5]. Этот вывод качественно согласуется с полученными теоретическими результатами. Кроме того, измерения температуры внутри каналов с помощью термопар показали, что максимум температуры расположен на некотором расстоянии от выходного среза горелки, что также согласуется с теоретическими предсказаниями данного исследования.

В работе выполнены оценки коэффициента эффективности преобразования химической энергии в энергию теплового излучения, который определялся как отношение теплового потока из канала к потоку химической энергии несгоревшего газа, поступающего в горелку:

$$\eta = Q / [V_0 \rho C_p T_b (1 - \sigma)]. \quad (7)$$

Здесь тепловой поток Q задается формулой (6). Зависимость коэффициента η от скорости по-

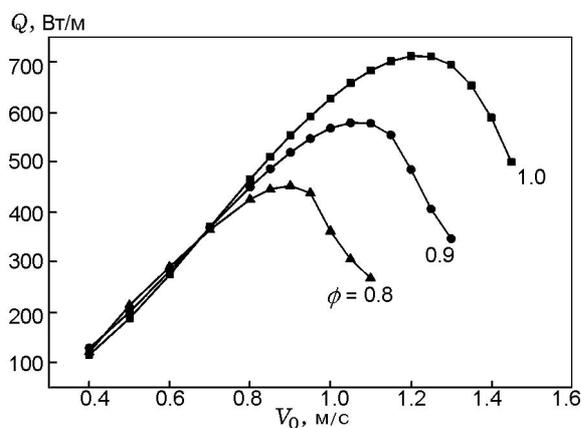


Рис. 5. Зависимость полного радиационного потока от скорости подачи свежей смеси, рассчитанная при различных значениях коэффициента избытка горючего

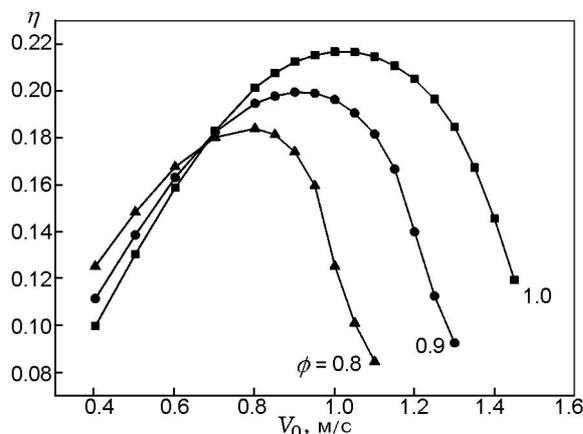


Рис. 6. Зависимость эффективности преобразования химической энергии в энергию теплового излучения от скорости подачи свежей смеси, рассчитанная при различных значениях коэффициента избытка горючего

дачи свежей смеси представлена на рис. 6. Существуют оптимальные значения скорости подачи смеси и положения фронта пламени, при которых эффективность горелочного устройства максимальна. При изменении коэффициента избытка горючего в пределах $0.8 \div 1$ эффективность изменяется в диапазоне $18 \div 22$ %. Существование оптимального режима горения, при котором достигается максимальная эффективность устройства, необходимо учитывать при разработке радиационных горелок. Одним из применений радиационных горелок может быть их использование в энергопреобразующих устройствах с прямыми методами преобразования теплового излучения в электричество на основе термофотоэлектрических или термоэлектрических способов. В данной работе получены оценки спектрального распределения радиационного потока излучения, выходящего из канала (рис. 7). Зависимость плотности потока излучения J от длины волны λ рассчитывалась по формуле Планка:

$$J(\lambda) = C_1 / [\lambda^5 \exp(C_2 / (\lambda T))],$$

где $C_1 = 0.372 \cdot 10^{-15}$ Вт·м² и $C_2 = 1.438 \cdot 10^4$ мкм·К — константы, T — локальная температура стенок канала. Значение полной спектральной плотности излучения неравномерно нагретых стенок канала определяется выражением

$$J(\lambda) = \frac{1}{d_L} \int_0^L \frac{C_1}{\lambda^5 \exp(C_2 / (\lambda T_s(x)))} dx. \quad (8)$$

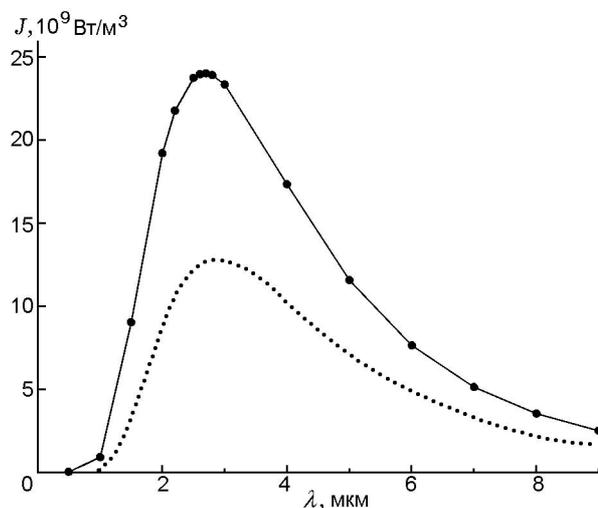


Рис. 7. Спектральное распределение полного радиационного теплового потока (сплошная линия) и спектральное распределение теплового излучения с торцевой поверхности на выходе из канала (пунктирная линия)

На рис. 7 представлено для сравнения спектральное распределение излучения торцевой стенки канала. Максимальная плотность радиационного потока излучения достигается в области $2 \div 3$ мкм, что соответствует рабочему диапазону термофотоэлектрических преобразователей на основе GaSb. Из рис. 7 следует, что плотность полного радиационного теплового потока из канала значительно больше плотности радиационного потока с торцевой части канала. В работе [8] измерялось тепловое излучение от пористой горелки в диапазоне длин волн $0.5 \div 20$ мкм. В таблице представлены значения отношения спектральной интенсивности излучения в заданном диапазоне длин волн к полной интегральной мощности излучения (J/J_0), полученные в экспериментах и рассчитанные в рамках предлагаемой модели. Сравнение показывает хорошее совпадение теоретических оценок с экспериментальными данными. Следует, однако, отметить, что для расчета характеристик пористых горелок необхо-

Длина волны, мкм	J/J_0 , %	
	модель	эксперимент
0.5 ÷ 3	32.46	30
3 ÷ 12	62.74	65
12 ÷ 20	4.80	5

дима более сложная постановка задачи с учетом реальных параметров структуры, состава и физических свойств пористой среды и газовой фазы. В данном случае качественное совпадение экспериментальных результатов и расчета указывает лишь на необходимость учета в моделях излучающих пористых горелок излучения от подповерхностных слоев пористого тела.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках одномерной диффузионно-тепловой модели теоретически исследованы характеристики радиационного теплового потока из расширяющегося плоского микроканала, в котором происходит горение предварительно перемешанной смеси газов. Полученные результаты обобщены на случай горения газа в пористой среде, состоящей из набора отдельных, регулярно упакованных микроканалов. Теоретические исследования показывают, что при расчете эффективности радиационных пористых горелок и при моделировании стабилизации пламени внутри пористой среды необходимо учитывать радиационный поток от подповерхностных слоев пористого тела.

Показано существование оптимального расхода газа и оптимальной конфигурации канала, при которых достигается максимум потока излучения. Подтверждена важная роль расширения газового потока за счет увеличения внутренней ширины канала для стабилизации фронта горения внутри микроканала. Эта особенность должна учитываться при моделировании фильтрационного горения в полуограниченных пористых средах. Полученные теоретические результаты согласуются с экспериментальными данными по сжиганию газов в горелочном устройстве, имеющем регулярную микроканальную структуру [5].

Авторы выражают благодарность проф. К. Маруте (Университет Тохоку, Япония) за ценные замечания и обсуждение представленной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Fernandez-Pello A. C.** Micro-scale power generation using combustion: Issues and approaches // Proc. Combust. Inst. — 2002. — V. 29. — P. 883–899.
2. **Распространение тепловых волн в гетерогенных средах** / под ред. Ю. Ш. Матроса. — Новосибирск: Наука, 1988.
3. **Howell J. R., Hall M. J., Ellzey J. L.** Combustion of hydrocarbon fuels within porous inert media // Prog. Energy Combust. Sci. — 1996. — V. 22. — P. 121–145.
4. **Saveliev A. V., Kennedy L. A., Fridman A. A., Puri I. K.** Structures of multiple combustion waves formed under filtration of lean hydrogen-air mixtures in a packed bed // Proc. Combust. Inst. — 1996. — V. 26. — P. 3369–3375.
5. **Теория и практика сжигания газа VI** / под ред. М. И. Певзнера. — Л.: Недра, 1975. — С. 357–363.
6. **Takeno T., Sato K.** A theoretical and experimental study on excess enthalpy flame // Progress in Astronaut. and Aeronaut. — 1981. — V. 76, N 4. — P. 596–607.
7. **Бабкин В. С., Дробышев В. И., Лаевский Ю. М., Потыгняков С. И.** Фильтрационное горение газов // Физика горения и взрыва. — 1983. — Т. 19, № 2. — С. 17–26.
8. **Кирдяшкин А. И., Орловский В. М., Соснин Э. А., Тарасенко В. Ф., Гуцин А. Н., Панарин В. А.** Энергетические и спектральные характеристики излучения в процессе фильтрационного горения природного газа // Физика горения и взрыва. — 2010. — Т. 46, № 5. — С. 37–41.
9. **Минаев С. С., Бабкин В. С.** Распространение пламени в канале с переменным сечением при фильтрации газа // Физика горения и взрыва. — 2001. — Т. 37, № 1. — С. 16–24.

Поступила в редакцию 30/XII 2010 г.