

УДК 536.46:662.611

Теплообмен в пограничном слое на проницаемой пластине при вдуве и горении*

В.В. Лукашов^{1,2}, В.В. Терехов¹, К. Ханьялич^{2,3}

¹Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

²Новосибирский государственный университет, Новосибирск

³Делфтский технический университет, Делфт, Нидерланды

E-mail: luka@itp.nsc.ru

Рассмотрены особенности тепломассообмена в ламинарном пограничном слое с горением при вдуве через проницаемую поверхность топливной смеси H_2/N_2 . Показано, что при некотором значении параметра вдува среднее по длине значение теплового потока в стенку имеет максимум. Предложена аналитическая оценка для определения максимального теплового потока при горении в зависимости от интенсивности вдува. Полученные соотношения согласуются с результатами экспериментальных исследований и численного моделирования.

Ключевые слова: пограничный слой, вдув, горение, максимум теплового потока.

Введение

Исследования процессов тепломассообмена при вдуве газа через пористую поверхность в реагирующий поток представляет существенный интерес. Действительно, зачастую механизм горения жидких и твердых топлив представляет собой испарение (пиролиз) с дальнейшим горением в пограничном слое. Кроме того, тепловая защита стенок энергетических установок путем пористого вдува имеет широкий спектр практических приложений. Интерес к такого рода задачам подтверждается наличием в литературе целого ряда исследований, некоторые из них стоит выделить особо.

Одной из первых считается работа Эммонса [1], где, используя автомодельное приближение пограничного слоя (с использованием модели фронта пламени Шваба–Зельдовича), автор получил решение для пограничного слоя с горением на испаряющейся поверхности. В частности, было показано, что тепловой поток в стенку убывает пропорционально квадратному корню расстояния от передней кромки. В работе [2] модель Эммонса была расширена на случай равномерного вдува пропана в пограничный слой с учетом реальных свойств газовой смеси (число Льюиса $Le \neq 1$). По-видимому, впервые было показано, что учет переменности свойств, обусловленной изменением состава смеси, может приводить к снижению температуры фронта до 700° и к изменению вертикальной координаты фронта до 20 %. Область применимости модели Эммонса исследована

* Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Минобрнауки РФ (контракт 14.518.11.7015) и правительства РФ (грант No. 11.G34.31.0046).

в пограничный слой через горизонтальную пористую пластину с размером в плане $S = 95 \times 145$ мм. Массовая доля водорода $K_{\text{H}_2}^1$ в топливе задавалась от 2 до 10 %. Для подготовки топливной смеси были использованы регуляторы расхода газа производства MKS Instruments. Погрешность определения состава топливной смеси не превышала $\pm 0,4$ %.

Пористая пластина I была выполнена из материала ТЗМК-10, изготавливаемого на основе аморфного кварцевого волокна. Аналогом ТЗМК является Li-900, производимый в США. Он имеет низкий коэффициент теплопроводности — $0,05$ Вт/м/К и обладает высокой пористостью 90–95 %.

Материал стенки способен многократно выдерживать температуры до 1370 К, сохраняя при этом диэлектрические свойства, что позволяет размещать в пористом теле хромель-алюмелевые термопары диаметром 100 мкм для измерения температуры поверхности, не используя электрическую изоляцию. В наших экспериментах значения температуры поверхности не превышали 1100 К.

Параллельно с экспериментальными исследованиями проводилось численное моделирование. Это позволило расширить диапазон изучаемых параметров, а также получить ряд величин, которые важны для анализа, но определяются в эксперименте с высокой погрешностью, либо их экспериментальное определение связано со значительными трудностями (например, измерения концентрации компонент газовой смеси на стенке).

Используемая в настоящей работе математическая модель основана на нестационарных двумерных уравнениях Навье–Стокса, энергии и диффузии, а также химической кинетики. Диффузионные потоки определялись по модели Стефана–Максвелла с учетом эффекта термодиффузии. Использование такого подхода к определению потоков при многокомпонентной диффузии весьма важно при моделировании ламинарных, водородных пламен. Кинетика горения водорода в воздухе определялась в соответствии с моделью GRI-Mech 3.0 без учета реакций с участием азота. Вследствие достаточно невысокого уровня температур излучение учитывалось только в виде теплопотерь от стенки.

Численная реализация математической модели базировалась на методе контрольного объема на структурированной совмещенной сетке. Конвективные члены аппроксимировались по противопоточной схеме второго порядка точности, диффузионные — по центральной схеме. Связь скорости и давления определялась согласно алгоритму SIMPLEC, получающиеся системы алгебраических уравнений решались при помощи сильно неявной процедуры.

Граничные условия во входном сечении задавались по измеренным в эксперименте профилям, верхняя и правая граница считались выходными и все переменные на них находились путем экстраполяции, на стенке тангенциальная скорость равнялась нулю, нормальная компонента считалась заданной, а значения концентраций веществ и температуры определялись из балансовых соотношений. Воспламенение обеспечивалось заданием на начальном этапе высокой температуры стенки. Независимость решения от размеров сетки достигалась при использовании 250×200 ее узлов, распределенных неравномерно, со сгущением к областям максимальных градиентов. Сопоставление результатов моделирования и экспериментальных данных, полученных в настоящей работе, а также представленными ранее другими авторами, приведено в работе [6].

Определение условий максимального теплового потока из балансовых соотношений

Без учета излучения баланс тепловых потоков на проницаемой поверхности можно представить в виде

$$\left(-\lambda \frac{\partial T}{\partial y} \right)_w = q_w = J_w C p_1 (T_w - T_1), \quad (1)$$

где T_w — температура на поверхности стенки, T_1 — температура двухазимой газовой смеси, $C p_1$ — теплоемкость двухазимой газовой смеси.

Отсюда удобно выразить величину $T_w - T_1$:

$$T_w - T_1 = \frac{q_w}{J_w C p_1}. \quad (2)$$

Используя определение теплового числа Стантона St_T , разность $T_0 - T_w$ можно представить как

$$T_0 - T_w = \frac{q_w}{\rho_0 U_0 C p_0 St_T}, \quad (3)$$

где T_0 — температура основного потока, ρ_0 — плотность основного потока, U_0 — скорость в ядре потока, $C p_0$ — теплоемкость основного потока.

Складывая (2) и (3), получим:

$$T_0 - T_1 = q_w \left(\frac{1}{J_w C p_1} + \frac{1}{\rho_0 U_0 C p_0 St_T} \right) \text{ или } \frac{q_w}{\rho_0 U_0 C p_0 (T_0 - T_1)} = \frac{1}{\frac{\rho_0 U_0 C p_0}{J_w C p_1} + \frac{1}{St_T}}. \quad (4)$$

Обозначим левую часть как St_K . Это относительный тепловой поток, где в знаменателе, в отличие от числа Стантона, представлена разность $T_0 - T_1$. Выражение (4) для удобства дальнейшего анализа можно преобразовать, используя относительную функцию теплообмена Ψ_T :

$$\frac{q_T}{St_0} = \frac{St_T}{St_0} = \frac{1}{\frac{1}{b_T} \frac{C p_0}{C p_1} + \frac{1}{\Psi_T}}. \quad (5)$$

Эти соотношения справедливы как при горении, так и в химически инертной системе. При этом надо иметь ввиду, что в случае горения, как показывают опытные данные [7], в качестве определяющей температуры в числе Стантона лучше использовать температуру фронта горения. Такой подход к описанию теплообмена при горении имеет свои особенности и ограничения, подробно проанализированные в работе [8]. Следует отметить, что в выражении (5) относительная функция теплообмена $\Psi_T = (St_T / St_0)_{Re_T^{**}}$

взята для условия $Re_T^{**} = idem$, здесь St_0 — число Стантона, описывающее теплообмен в условиях на непроницаемой стене. Выражение (4) может быть преобразовано и с помощью $\Psi_x = (St_T / St_{0x})_{Re_x}$. Тогда для ламинарного пограничного слоя, используя связь [9] Ψ_x и Ψ_T ,

$$\bar{q}_x = \bar{q}_T \frac{1}{\sqrt{\Psi_T + b_T}}. \quad (6)$$

Кроме того, соотношение (5) справедливо как для ламинарного, так и для турбулентного режимов течения пограничного слоя, однако необходимо использовать соответствующую рассматриваемому режиму течения форму относительной функции теплообмена Ψ_T . Для ламинарного пограничного слоя со вдувом можно воспользоваться линейной аппроксимацией, предложенной С.С. Кутателадзе:

$$\Psi_T = 1 - b_T / b_T^{kp}, \quad (7)$$

где $b_T^{kp} = 3,4 \left(\frac{\mu_1}{\mu_2} \right)^{2/3}$, μ_1, μ_2 — молекулярные массы компонентов газовой смеси. Заметим,

что в случае граничных условий $\bar{J}_w = const(x)$ значение b_T^{kp} , приведенное в работе [10], возрастает в $\sqrt{2}$ раз.

Рис. 2. Зависимость относительного теплового потока от параметра вдува.

Общий вид зависимости \bar{q} от b_T , рассчитанной по (5) и (7), показан на рис. 2. Как видно из представленных данных, положение максимума теплового потока зависит от соотношения молекулярных весов. При вдуве более легкого газа положение максимума теплового потока смещается в сторону меньших значений параметра вдува. При вдуве более тяжелого газа, наоборот, максимальный тепловой поток достигается при более интенсивном вдуве.

Из условия существования максимума \bar{q}_{b_T} из соотношений (5), (7) можно получить значение параметра вдува при котором \bar{q}_T имеет максимум:

$$b_T^* = \frac{Cp_0}{Cp_1} \frac{\sqrt{b_{кр} Cp_1 / Cp_0} - 1}{1 - \frac{Cp_0}{Cp_1} \frac{1}{b_T^{кр}}} \quad (8)$$

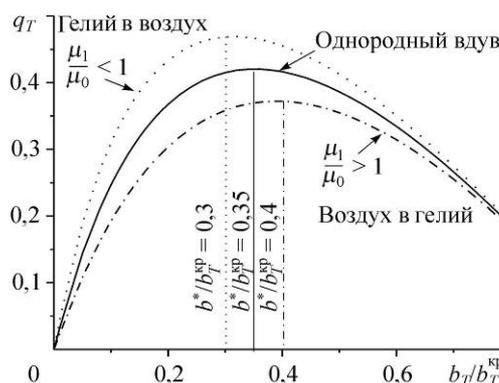
Используя связь относительного теплового потока с величиной b_T (5), значение максимального теплового потока на проницаемой стенке можно оценить с помощью соотношения

$$q_{ст} = St_0 \frac{\rho_0 U_0 Cp_0 (T_0 - T_1)}{\frac{1}{b_T^*} \frac{Cp_0}{Cp_1} + \frac{1}{\Psi(b_T^*)}} \quad (9)$$

Результаты и их обсуждение

В настоящей работе проведено изучение теплообмена на стенке при вариации как величины расхода топлива, так и при изменении его теплофизических свойств. Последние варьировались путем разбавления топлива (водорода) нереагирующим газом (азотом). Диапазон интенсивности вдува составлял $\bar{J}_W = 0,1 \div 3$ %. Нижняя граница интенсивности вдува определялась необходимостью поддержания стабильного горения, верхняя лимитировалась приближением к критическому вдуву с последующим оттеснением пограничного слоя от стенки. Концентрация водорода в топливной смеси менялась от 2 % до 10 % в эксперименте и от 2 % до 100 % при моделировании. Отметим, что меньшие концентрации топлива приводят к нестабильному горению в пограничном слое, а при концентрациях ниже 0,6 % горение невозможно не только в диффузионном режиме в пограничном слое, но и в предварительно перемешанной смеси. Также следует подчеркнуть, что эксперименты проводились при двух режимах скорости основного потока воздуха — 2 м/с и 4 м/с, что при длине пластины 120 мм соответствовало ламинарному режиму течения по всей ее длине.

Отличие от вдува нереагирующих веществ, при стабильном устойчивом горении газообразного топлива тепловой поток в стенку всегда будет изменяться по длине монотонно. Максимальный тепловой поток в стенку располагается вблизи передней кромки проницаемой пластины, там, где пламя максимально близко подходит к поверхности.



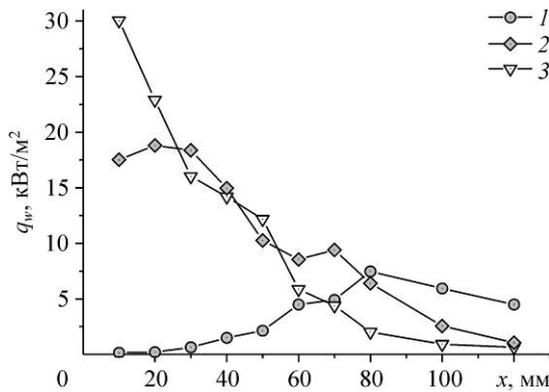


Рис. 3. Локальные значения теплового потока на стенке.

$$K_{\text{H}_2}^1 = 2 \%, U_0 = 2 \text{ м/с}, \bar{J}_w = 0,7 (1), 1,4 (2), 3 (3) \%$$

Заметим, что в этой области градиенты параметров в поперечном и продольном направлениях могут оказаться сопоставимыми, а приближение пограничного слоя неприменимо. По мере приближения к условиям срыва пламени (что достигается либо путем снижения интенсивности вдува, либо

за счет уменьшения доли горючего газа в топливной смеси с инертным разбавителем) расположение максимума теплового потока смещается вниз по потоку. На рис. 3 представлены распределения по длине пластины тепловых потоков в стенку при горении 2 % по массе водорода, разбавленного азотом, подтверждающие эти утверждения. При величине относительного вдува $\bar{J}_w = 0,6 \%$ горение было невозможно, что соответствует границе срыва пламени, полученной в работе [6] для водородо-азотных смесей. При значении $\bar{J}_w = 3 \%$ на большей части поверхности происходило оттеснение пограничного слоя. Температура стенки приближалась к комнатной, а тепловые потоки становились малы.

На рис. 4 приведено распределение теплового потока в стенку по длине пластины. Видно, что на начальном участке пористой пластины тепловой поток равен нулю. Это обусловлено тем фактом, что диффузионный пограничный слой только развивается и концентрация топлива мала для того чтобы горение могло начаться. Ниже по потоку наблюдается резкое увеличение теплового потока, которое связано с началом горения. При минимально возможных значениях интенсивности вдува, обеспечивающих стабильное горение, температуры во фронте пламени малы и, как показывают результаты численного моделирования, близки к значениям, соответствующим горению вблизи нижнего концентрационного предела предварительно перемешанной смеси исходного топлива в воздухе. В этих условиях тепловой поток, очевидно, мал. По мере увеличения интенсивности вдува тепловой поток в стенку растет и достигает максимума. Далее вниз по потоку наблюдается снижение теплового потока. Оно вызвано тем, что по мере развития пограничного слоя фронт пламени удаляется от стенки и в некоторых режимах достигается оттеснение пограничного слоя от стенки, что проявляется в виде нулевого потока тепла в стенку. При высокоинтенсивном вдуве (единицы процентов) в кормовой части пористой пластины начинается оттеснение пограничного слоя от стенки, тепло- и массообмен прекращается.

Влияние интенсивности вдува проявляется в том, что меньшие вдувы соответствуют меньшим концентрациям водорода на стенке и, как следствие,

Рис. 4. Распределение теплового потока в стенку по длине пластины при различных интенсивностях вдува. Символы — эксперимент, линии — численное моделирование.

$$U_0 = 4 \text{ м/с}, K_{\text{H}_2}^1 = 10 \%, \bar{J}_w = 0,1 (1), 0,2 (2), 0,4 (3) \%$$

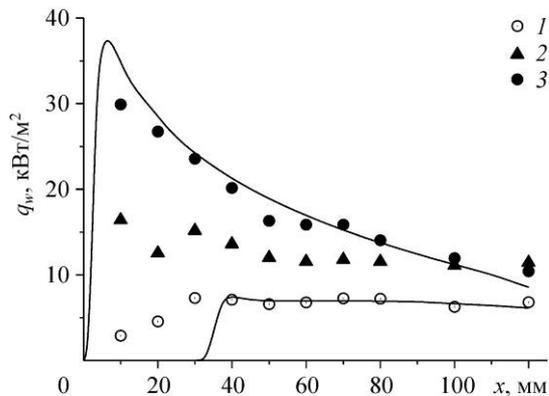


Рис. 5. Распределение теплового потока при различных степенях разбавления водорода азотом (эксперимент).

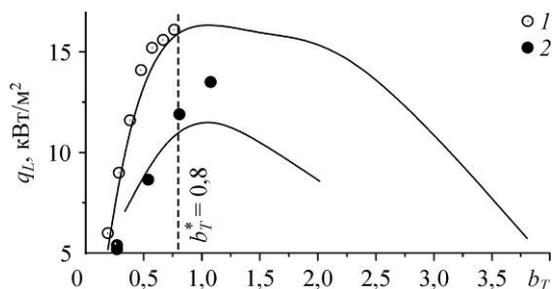
$$U_0 = 2 \text{ м/с}, J_w = 0,8 \%, K_{H_2}^1 = 2 (1), 10 (2) \%$$

меньшему тепловыделению внутри пограничного слоя. Это приводит к уменьшению абсолютной величины максимума. Кроме того, отгеснение фронта пламени от стенки при меньших расходах топлива происходит медленнее, это можно наблюдать по положению максимума по длине пластины, который смещается вниз по потоку. Следует отметить некоторое расхождение данных эксперимента и численного моделирования в начале пластины. Оно, по всей видимости, связано с тем, что в математической модели предполагается полное отсутствие теплопроводности внутри пластины, тогда как в эксперименте поток тепла внутри пористого материала, безусловно, присутствует и играет определенную роль, особенно в области значительных градиентов температуры, которые присутствуют в передней кромке пламени.

Разбавление водорода азотом во многом аналогично снижению интенсивности вдува (рис. 5), однако при разбавлении топливной смеси положение локального максимума теплового потока существенно изменяется. Заметим, что такое сравнение не совсем корректно. При горении появляется еще один важный параметр — минимальная интенсивность вдува, обеспечивающая стабильное горение топливной смеси данного состава.

В распределении локального теплового потока по длине всегда присутствует максимум, что является спецификой процесса горения. Представляет интерес анализ тепловых потоков, осредненных по длине пористой пластины. В этом случае имеется возможность аналитически, используя соотношения (1)–(9) определить влияние интенсивности вдува на нагрев поверхности. Изменение осредненной тепловой нагрузки поверхности в зависимости от параметра проницаемости $b_T = \bar{J}_w / St_L^0$ приведено на рис. 6. Здесь в качестве стандартного закона теплообмена на стенке используется $St_L^0 = 0,94 / \sqrt{Re_x}$. На этом же рисунке приведены результаты, полученные по формуле (8). Аналогичная картина, как видно из рис. 6, наблюдается при различных скоростях набегающего потока практически во всем диапазоне разбавлений топлива негорючим газом. Значения параметров, использованных для расчета оценки b_T^* , при которой средний тепловой поток в стенку максимален, приведены в таблице. Заметим, что при бóльшем удалении от срыва можно получить более точную оценку, используя выражение (8).

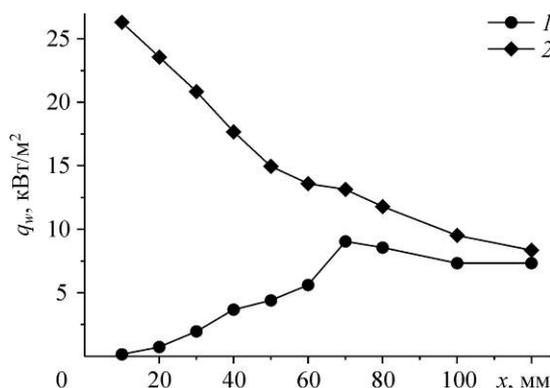
В работе получены экспериментальные данные и результаты численного моделирования ламинарного пограничного слоя около пористой пластины с горением водородо-азотной смеси в воздухе. Особое внимание уделялось распределению тепловых потоков на стенке в зависимости от интенсивности вдува топливной смеси и степени его разбавления. Показано,



распределению тепловых потоков на стенке в зависимости от интенсивности вдува топливной смеси и степени его разбавления. Показано,

Рис. 6. Зависимость среднего теплового потока на пористой поверхности от значения параметра проницаемости b_T .

Линии — численное моделирование, точки — экспериментальные данные, пунктирная линия — формула (8); $U_0 = 4 (1), 2 (2) \text{ м/с}$.



Таблица

Параметры для различных составов топлива

	$K_{H_2}^1 = 10\%$	$K_{H_2}^1 = 5\%$	$K_{H_2}^1 = 2\%$
C_{p1} , кДж/кг/К	2,36	1,86	1,27
μ_1 , кг/кмоль	12,2	17	22,2
$b_{кр}^I$	1,91	2,38	2,85
$b_{кр}^{II}$	2,7	3,36	4,03
b_T^*	0,8	1	1,2

что локальный тепловой поток при горении, так же как и при равномерном неизотермическом вдуве, достигает максимального значения в определенной точке пластины. Среднее значение теплового потока в стенку так же имеет максимум в зависимости от интенсивности вдува. Разработанная ранее Э.П. Волчковым методика анализа максимальных тепловых потоков при инертном неизотермическом вдуве модифицирована и расширена для случая пограничного слоя с горением.

Обозначения

$b_T = \bar{J}_w / St_0$ — параметр проницаемости,
 Cr — теплоемкость газовой смеси, Дж/кг/К,
 $J_w = (\rho v)_w$ — интенсивность вдува, кг/с/м²,
 $\bar{J}_w = J_w / \rho_0 U_0$ — относительная интенсивность вдува,
 T — температура, К,
 q_w — локальный тепловой поток (соотношение (1)), Вт/м²,
 q_L — средний по длине тепловой поток, Вт/м²,
 St — критерий Стэнтона,
 $Le = \rho C_p D / \lambda$ — число Льюиса,
 λ — коэффициент теплопроводности газовой смеси, Вт/м/К,
 μ_1 — молекулярный вес топливной смеси, кг/кмоль,
 $\Psi_T = (St_T / St_0)_{Re_T^*}$ — относительная функция теплообмена.

Индексы

w — на стенке,
 0 — параметры в ядре потока,
 I — топливная смесь,
 L — осреднение по длине,
 $кр$ — параметры критического вдува,
 I — граничные условия I рода,
 II — граничные условия II рода.

Список литературы

1. Emmons H. The film combustion of liquid fuel // Z. Angew. Math. Mech. 1956. Vol. 36. P. 60–71.
2. Kikkava S., Yoshikava K. Theoretical investigation on laminar boundary layer with combustion on a flat plate // Int. J. Heat Mass Transfer. 1973. Vol. 16. P. 1215–1229.
3. Raghavan V., Rangwala A.S., Torero J.L. Laminar flame propagation on a horizontal fuel surface: Verification of classical Emmons solution // Combustion Theory and Modeling. 2009. Vol. 13, No. 1. P. 121–141.
4. Ananth R., Tatem P.A., Ndubizu C.C. A Numerical model for the development of a boundary layer diffusion flame over a porous plate / Naval Research Laboratory Memorandum report NRL/MR/6183-01-8547, 2001.
5. Волчков Э.П., Лукашов В.В., Дунаев Д.С. О влиянии граничных условий на тепломассообмен в пограничном слое // Тр. РНКТ-III, 2002. Т. 2. С. 103–105.
6. Volchkov E.P., Lukashov V.V., Terekhov V.V., Hanjalic K. Characterization of the flame blow-off conditions in a laminar boundary layer with hydrogen injection // Combustion and Flame. 2013. Vol. 160, No. 19. P. 1999–2008.
7. Волчков Э.П., Лукашов В.В. Экспериментальное исследование теплового ламинарного пограничного слоя с горением водорода // ФГВ. 2012. Т. 48, № 4. С. 3–10.
8. Волчков Э.П., Терехов В.И., Терехов В.В., Структура течения, тепло- и массоперенос в пограничных слоях со вдувом химически реагирующих веществ (обзор) // ФГВ. 2004. Т. 40, № 4. С. 3–20.
9. Исаев С.И., Кожинов И.А., Кофанов В.И. и др. Теория тепломассообмена: учебник для вузов / Под ред. А.И. Леонтьева. М.: Высшая школа, 1979. 495 с.
10. Ерошенко В.М., Зайчик Л.И. Гидродинамика и тепломассообмен на проницаемых поверхностях. М.: Наука, 1984. 274 с.

Статья поступила в редакцию 29 апреля 2013 г.