

## ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ С ГОРЕНИЕМ ВОДОРОДА ПРИ ВАРИАЦИИ ТЕПЛОВЫХ УСЛОВИЙ НА ПРОНИЦАЕМОЙ СТЕНКЕ

Э. П. Волчков, В. В. Терехов, В. И. Терехов

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск, vt@itp.nsc.ru

Представлены результаты численного исследования влияния тепловых и граничных условий на структуру ламинарного и турбулентного диффузионного пламени при вдуве водорода через пористую поверхность и при его горении в потоке воздуха. Сопоставляются два типа граничных условий — при заданной постоянной по длине температуре пористой поверхности  $T_w = \text{const}$  при любых интенсивностях вдува горючего; при постоянной температуре подаваемого через пористую стенку горючего  $T' = \text{const}$ . Первый случай реализуется при горении жидкого топлива, температура испаряющейся поверхности которого остается неизменной. При вдуве газообразного горючего, как правило, реализуется режим  $T' = \text{const}$ . Показано, что, несмотря на значительное различие профилей скорости и температуры в этих случаях, коэффициенты поверхностного трения в ламинарном потоке для обоих режимов близки. В турбулентном режиме влияние тепловых граничных условий на трение и теплообмен сказывается в значительной мере. Кроме того, установлено, что тепловой поток в стенку характеризуется ярко выраженным максимумом в зависимости от интенсивности подачи топлива. Показано принципиальное отличие влияния горения на трение и теплообмен в ламинарном и турбулентном режимах течения.

Ключевые слова: пограничный слой, пористый вдув, горение, поверхностное трение, тепло- и массообмен, граничные условия.

### ВВЕДЕНИЕ

Горение в пограничном слое при пористой подаче горючего характеризуется большим числом факторов и условий, влияющих на структуру пламени, трение, тепло- и массообмен. Одними из наиболее важных параметров являются граничные условия для тепло- и массообмена на пористой поверхности. Именно они определяют положение фронта пламени, значения тепловых и массовых потоков, структуру пограничного слоя и касательные напряжения на стенке. Среди большого количества возможных тепловых и диффузионных граничных условий на практике наиболее часто реализуются случаи, когда постоянна по длине температура стенки ( $T_w = \text{const}$ ) и когда постоянна температура вдуваемого горючего газа ( $T' = \text{const}$ ) при любых параметрах вдува. Первый режим реализуется при горении пленки жидкого топлива, когда температура ее поверхности равна температуре насыщения. Эта задача подробно экспериментально изучена при горении жидкого испаряющегося этано-

ла [1]. Кроме того, в такой постановке задача решена в работе [2] для ламинарного и турбулентного режимов течения при вдуве и горении водорода. В данной работе температура поверхности принималась постоянной при любых концентрациях вдуваемого через стенку водорода. Такой, в некоторой степени гипотетический, случай с горением водорода при  $T_w = \text{const}$  трудно реализуем на практике, однако для сопоставительного анализа он может быть эффективно использован.

Вдув в пограничный слой газообразного горючего, как правило, осуществляется при постоянной по длине температуре вдуваемого газа ( $T' = \text{const}$ ). При этом температура обтекаемой поверхности будет изменяться в зависимости от распределения интенсивности поперечного потока вещества по длине пластины и в зависимости от интенсивности вдува. При постоянстве по длине массового потока концентрация вдуваемого вещества на стенке будет возрастать вплоть до единицы (режим оттеснения пограничного слоя). Для обеспечения постоянной концентрации горючего на поверхности интенсивность вдува  $j_w$  должна снижаться по длине пропорционально  $Re_x^{-0.5}$  для ламинарного режима течения и пропорционально  $Re_x^{-0.2}$  для турбулентного режима. Изуче-

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 06-08-01149-а) и фонда Президента РФ по поддержке ведущих научных школ (проект НШ-2855.2008.8).

ние подобных режимов подачи горючего вдоль поверхности также представляет интерес для целей управления горением и для тепло- и массообмена.

Большинство экспериментальных работ по горению в пограничном слое со вдувом [3–6] выполнены преимущественно при постоянной температуре и скорости вдуваемого газа. Сопоставительного анализа с режимом  $T_w = \text{const}$  до настоящего времени не проводилось. Подобное исследование является важным для понимания основных закономерностей процессов тепло- и массообмена при изменении тепловых и диффузионных граничных условий.

Режим вдува с постоянной температурой газа обладает рядом особенностей по сравнению с режимом с неизменной температурой стенки. В работе [7] показано, что в случае  $T' = \text{const}$  при однородном вдуве, а также при вдуве газа, отличающегося от основного потока, величина теплового потока на стенке изменяется немонотонно в зависимости от параметра вдува и при определенных его значениях имеет экстремум. Такое поведение тепловых потоков наблюдается как при ламинарном, так и при турбулентном режиме течения. Представляет интерес проведение подобного анализа и при наличии горения в пограничном слое.

Таким образом, цель данной работы заключалась в численном исследовании горения в пограничном слое водорода, вдуваемого через пористую стенку, омываемую ламинарным или турбулентным потоком воздуха. Основное внимание уделено сопоставительному анализу динамических и тепловых характеристик пограничных слоев при граничных условиях  $T_w = \text{const}$  и  $T' = \text{const}$  при наличии и отсутствии горения.

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В работе исследовался тепло- и массообмен на плоской пористой пластине, обтекаемой ламинарным или турбулентным потоком воздуха при горении в нем водорода, подаваемого через пластину (рис. 1). Особое внимание уделено различным способам и режимам подачи топлива. Так, для тепловой задачи рассматривались случаи постоянной температуры стенки по длине пластины  $T_w$  и заданной температуры подаваемого газа  $T'$ , когда температура стенки определяется из теплового баланса. Важно отметить, что значения  $T_w$  и  $T'$  были постоянными во всем диапазоне парамет-

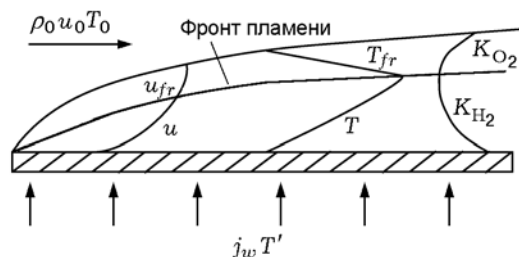


Рис. 1. Схема течения в реагирующем пограничном слое

ров вдува. Условия массообмена: задана постоянная концентрация топлива  $k_w$  по длине пластины или задан постоянный по длине массовый расход топлива  $j_w$ , концентрация на стенке определяется из баланса вещества. Скорость внешнего потока принималась равной  $u_0 = 20$  м/с, а его температура  $T_0 = 300$  К. В случае заданной температуры стенки ее значение равнялось  $T_w = 400$  К, а в случае заданной температуры вдуваемого водорода его температура составляла  $T' = 400$  К. Расчеты проведены для широкого диапазона концентраций горючего на стенке:  $k_w = 0 \div 0.8$ . При этом в каждой серии расчетов концентрация водорода была постоянной по длине. Максимальное число Рейнольдса по длине пластины для ламинарного режима  $Re_x \leq 10^5$ , а для турбулентного —  $Re_x \leq 10^7$ . Кроме того, для изучения влияния химических процессов на тепло- и массообмен были проведены полностью аналогичные расчеты без горения.

### МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И МЕТОДИКА РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ С ГОРЕНИЕМ

Вид законов сохранения, описывающих динамику многокомпонентных газовых смесей при наличии химических превращений, хорошо известен [8]. Однако в полной постановке совместное решение уравнений Навье — Стокса и химической кинетики является достаточно сложной задачей. Поэтому зачастую используются некоторые упрощения как для описания газовой динамики и тепло- и массообмена, так и для описания химических процессов. В настоящей работе задача решалась в приближении пограничного слоя. Уравнения двумерного стационарного пограничного слоя многокомпонентной смеси несжимаемых газов имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} &= 0, \\ \rho u \frac{\partial \Phi}{\partial x} + \rho v \frac{\partial \Phi}{\partial y} &= \frac{\partial}{\partial y} \left( \Gamma \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right) + S_{\Phi}, \\ \frac{\partial p}{\partial y} &= 0, \end{aligned}$$

где  $u, v$  — компоненты вектора скорости,  $\rho$  — плотность смеси,  $\Phi$  — переменная,  $\Gamma$  — коэффициент переноса,  $S_{\Phi}$  — источниковый член,  $p$  — давление. Значения коэффициентов в этих уравнениях приведены в таблице, где используются следующие обозначения:  $H$  — энтальпия,  $k_i$  — концентрация  $i$ -го компонента,  $\mu$  — вязкость смеси,  $\text{Pr}$  — критерий Прандтля,  $\text{Sc}$  — число Шмидта,  $Q$  — тепловыделение за счет химических реакций,  $\dot{w}_i$  — скорость образования (поглощения)  $i$ -го компонента, индекс «т» — турбулентность.

Переменная $\Phi$	$\Gamma$	$S_{\Phi}$
$u$	$\mu + \mu_{\tau}$	—
$H$	$\mu/\text{Pr} + \mu_{\tau}/\text{Pr}_{\tau}$	$Q$
$k_i$	$\mu/\text{Sc}_i + \mu_{\tau}/\text{Sc}_{\tau}$	$\dot{w}_i$

Следует отметить, что в данном случае использовалось упрощенное представление диффузионных потоков веществ, основанное на законе Фика. Коэффициенты диффузии и теплопроводности, а также вязкость и теплоемкость индивидуальных веществ определялись по полиномам [9]. Коэффициенты переноса смеси газов вычислялись также согласно методам, изложенным в [9]. Химическая кинетика горения водорода в воздухе рассчитывалась согласно модели, представленной в работе [10]. Она состоит из одной глобальной реакции  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 \rightarrow 2\text{H}_2\text{O}$ .

Для моделирования турбулентности в работе использована SST  $k$ - $\omega$ -модель Ментера [11]. Турбулентные числа Прандтля  $\text{Pr}_{\tau}$  и Шмидта  $\text{Sc}_{\tau}$  приняты постоянными и равными 0.9.

Даже при столь существенных упрощениях решение уравнений, описывающих задачу, аналитическими методами практически невозможно. Поэтому основные результаты по горению в пограничном слое получены с использованием численных методов решения нелинейных задач математической физики. В на-

стоящей работе использован подход, детально описанный в [12]. Он основан на переходе от переменных  $(x, y)$ , в которых область, занимаемая пограничным слоем, имеет достаточно сложную форму, к переменным  $(x, \omega)$ , где  $\omega = \frac{\psi - \psi_w}{\psi_{\infty} - \psi_w}$  — нормализованная функ-

ция потока  $\psi = \int_0^y \rho u dy$ . В этих координатах

область интегрирования имеет прямоугольную форму  $[0, L][0, 1]$ . Кроме того, использование таких координат приводит к некоторому сгущению координатных линий у стенки в плоскости  $(x, y)$ , что повышает точность определения всех величин в условиях достаточно больших их градиентов. Еще одним важным преимуществом указанного метода является тот факт, что уравнение неразрывности при использовании функции потока в качестве независимой переменной удовлетворяется автоматически. Обобщенное уравнение переноса в координатах  $(x, \omega)$  принимает вид

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} + (a + b\omega) \frac{\partial \Phi}{\partial \omega} = \frac{\partial}{\partial \omega} \left( c \frac{\partial \Phi}{\partial \omega} \right) + \frac{S_{\Phi}}{\rho u},$$

где  $a, b, c$  — коэффициенты, зависящие от значений функции потока на границах области и коэффициентов переноса.

Для интегрирования уравнения переноса в вычислительной плоскости вводилась сетка  $(x_i, \omega_j)$ , разбивающая ее на  $N_x \times N_y$  ячеек. Размер ячеек сетки подбирался таким образом, чтобы обеспечить сгущение линий к областям наибольших градиентов. Значения зависимой переменной  $\Phi_{ij}$  определялись в узлах сетки.

Для интегрирования уравнений в поперечном направлении использовалась центральная компактно-разностная схема четвертого порядка точности [13], которая, для простоты изложения, на равномерной сетке имеет вид

$$\Phi'_{j-1} + 4\Phi'_j + \Phi'_{j+1} = \frac{3}{\Delta\omega} (\Phi_{j+1} - \Phi_{j-1}) + O(\Delta\omega^4),$$

$$\Phi''_{j-1} + 10\Phi''_j + \Phi''_{j+1} =$$

$$= \frac{12}{\Delta\omega^2} (\Phi_{j+1} - 2\Phi_j + \Phi_{j-1}) + O(\Delta\omega^4).$$

Интегрирование уравнений в продольном направлении проводилось методом Кранка —

Николсона. Таким образом, погрешность аппроксимации сеточных значений зависимой переменной, ее первой и второй производных, была величиной  $O(\Delta x^2, \Delta \omega^4)$ . Источниковый член, описывающий химическую кинетику, интегрировался по неявной схеме первого порядка точности. Результаты численного моделирования и сопоставления с известными точными решениями ламинарного пограничного слоя показали высокую точность и надежность при удовлетворительных затратах данного метода. Предварительные расчеты и тесты на независимость решения от количества ячеек вычислительной сетки позволили сделать выбор  $N_x = 1000$ ,  $N_y = 250$  узлов.

#### РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ ПАРАМЕТРОВ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ С ГОРЕНИЕМ ПРИ ВАРИАЦИИ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ

Наиболее важным параметром, характеризующим структуру пристенного пламени, является профиль температуры. Результаты расчета распределения температуры по толщине пограничного слоя представлены на рис. 2 при различных концентрациях водорода на стенке (или пропорциональных ей параметрах вдува  $b_1 = 2j_w/\rho_0 u_0 c_f$ , где  $c_f/2 = \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y}\right)_w / \rho_0 u_0^2$  — коэффициент трения) и при двух граничных условиях:  $T_w = \text{const}$  и  $T' = \text{const}$ . Увеличение интенсивности вдува при ламинарном и турбулентном режимах течения приводит к оттеснению фронта пламени от поверхности при постоянной температуре как стенки, так и вдуваемого газа. В то же время температура стенки в случае  $T' = \text{const}$  значительно изменяется в зависимости от интенсивности вдува и с его ростом приближается к температуре вдуваемого газа  $T'$ . В данном случае вдуваемое горючее играет роль охладителя, хотя при этом температура во фронте возрастает и приближается к значениям, характерным для адиабатического горения водорода в воздухе.

Координата фронта пламени при постоянной температуре вдуваемого газа  $T' = \text{const}$  в ламинарном режиме течения (см. рис. 2, а) удалена от стенки на большее расстояние по сравнению со случаем  $T_w = \text{const}$ . В турбулентном режиме (см. рис. 2, б) координаты фронта пламени практически совпадают для этих двух граничных условий, а при интенсивных вдувах

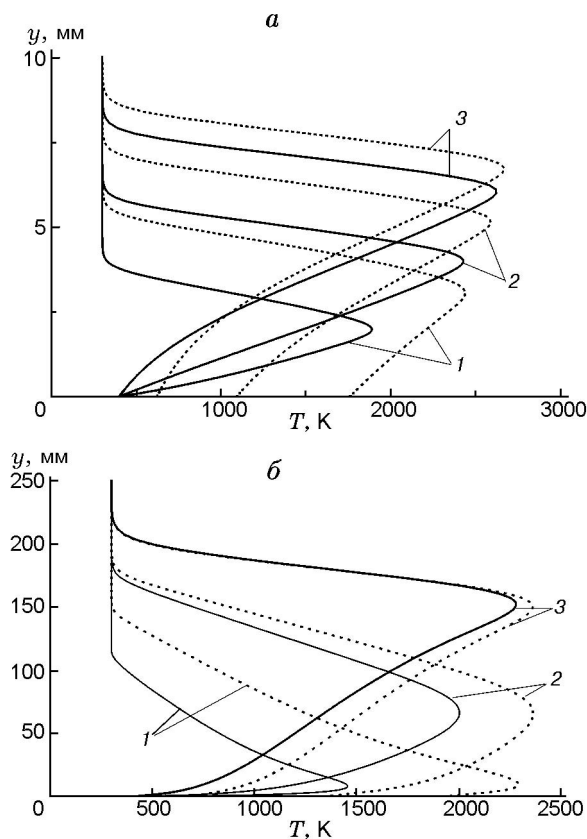


Рис. 2. Профили температур в пограничном слое:

а — ламинарный режим течения,  $Re_x = 10^5$ ; б — турбулентный режим,  $Re_x = 10^7$ ; сплошные линии —  $T_w = \text{const}$ , пунктирные —  $T' = \text{const}$ ; линии 1–3 — концентрации водорода на стенке при  $k_w = 0.02, 0.1, 0.5$  соответственно

( $k_w = 0.5$ ) профили температур, особенно во внешней области течения, не отличаются между собой.

В то же время значения температуры во фронте горения для ламинарного и турбулентного режимов течения при постоянстве температуры вдуваемого водорода ( $T' = \text{const}$ ) заметно выше, чем при постоянной температуре стенок ( $T_w = \text{const}$ ). Особенно сильное различие наблюдается при малых интенсивностях вдува, когда фронт пламени располагается вблизи стенки. Такое поведение профилей температур характерно как при ламинарном, так и при турбулентном режиме течения. Отличие состоит лишь в том, что уровень температур при турбулентном горении заметно ниже, чем при ламинарном, и за счет турбулентного перемешивания максимумы температур являются более сглаженными. Подобную тен-

денцию подтверждают и результаты экспериментальных исследований [1].

Все отмеченные выше особенности полей температур в диффузионном пламени сказываются и на распределении динамических характеристик пограничного слоя. Об этом свидетельствуют профили скоростей при ламинарном (рис. 3, *a*) и турбулентном (рис. 3, *б*) режимах горения. Распределения скоростей представлены в универсальных полулогарифмических координатах. Безразмерная скорость здесь  $\varphi = u/v^+$ , а координата  $y^+ = yv^+/v$ . Динамическая скорость определяется как  $v^+ = (\tau_w/\rho)^{0.5}$ . Как видно из рис. 3, протекающие в пограничном слое процессы — вдув, интенсивное тепловыделение, сильные градиенты температуры и плотности и, соответственно, значительное изменение теплофизических свойств — приводят к сложным распределе-

ниям продольной компоненты скорости газа. Для сравнения на рис. 3 (линии 4) нанесены профили скоростей в классических ламинарном и турбулентном пограничных слоях без вдува и горения:  $\varphi = y^+$  (вязкий подслой) и  $\varphi = 5.75 \lg y^+ + 5.5$  (турбулентное ядро). Как и следовало ожидать, наличие фронта пламени в пограничном слое приводит к совершенно иным закономерностям, совпадений с классическими распределениями не наблюдается. Интересно отметить, что «ламинарное распределение» скорости имеет место преимущественно в зоне горючего (между стенкой и фронтом пламени), где уровень температур и ее градиентов наибольший. Особенно сильные изменения в этой зоне наблюдаются при малых вдувах, когда фронт пламени расположен непосредственно в окрестности пористой стенки. Здесь же в этой зоне проявляются наибольшие отличия в динамической структуре течения при различных тепловых условиях на стенке. Причем как в ламинарном, так и в турбулентном режиме течения изменение граничного условия  $T' = \text{const}$  на  $T_w = \text{const}$  приводит к противоположному влиянию концентрации водорода на стенке (или интенсивности его вдува) на профиль скорости.

Столь сильные различия в профилях скорости и температуры при рассматриваемых граничных условиях должны отражаться и на поведении коэффициентов поверхностного трения и тепло- и массопередачи. Действительно, судя по данным, представленным на рис. 4, горение в пограничном слое вызывает значитель-

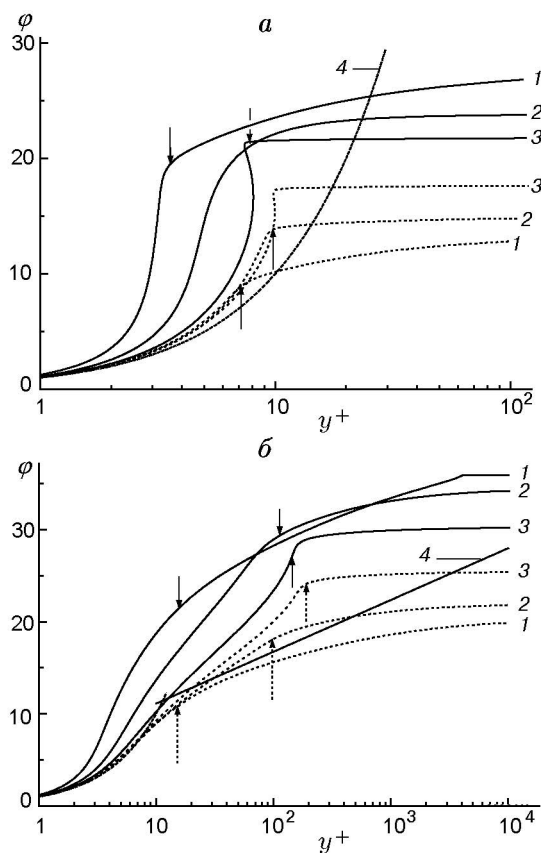


Рис. 3. Профили скоростей в пограничном слое:

*a* — ламинарный режим течения, *б* — турбулентный режим; обозначения линий 1–3 соответствуют рис. 2, линия 4 —  $\varphi = y^+$  и  $\varphi = 5.75 \lg y^+ + 5.5$ ; стрелками показано положение фронта пламени

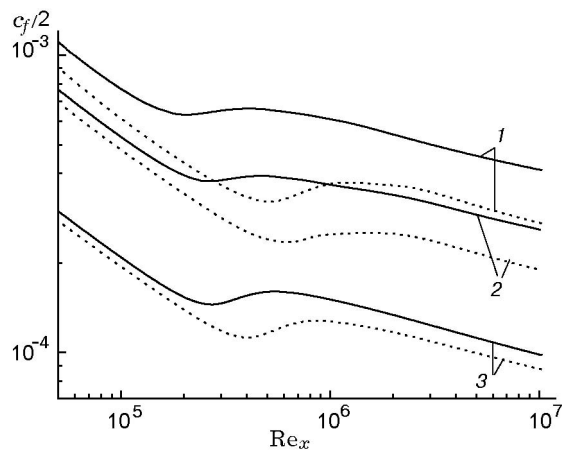


Рис. 4. Распределение коэффициента трения по длине пластины:

обозначения линий соответствуют рис. 2

ное снижение коэффициента трения  $c_f/2$ . Снижение трения за счет интенсивного тепловыделения подробно анализируется в работе [2] для турбулентного режима течения. Из рис. 4 следует еще один важный вывод. Несмотря на отмеченные существенные отличия в структуре пограничных слоев при  $T' = \text{const}$  и  $T_w = \text{const}$  заметного различия значений коэффициентов трения в ламинарном режиме течения не наблюдается. Особенно ярко это прослеживается при интенсивных вдувах горючего. Одной из возможных причин столь неожиданного поведения коэффициента трения является взаимнокомпенсирующее влияние на касательное напряжение на стенке снижения градиента скорости и увеличения вязкости газа за счет более высоких температур стенки при вдуве по закону  $T' = \text{const}$ . Значительно больше отличаются коэффициенты трения при турбулентном режиме течения. Но и в этом случае влияние изменения граничных условий ослабляется с ростом концентрации водорода на стенке.

Более наглядно отмеченный характер поведения касательных напряжений демонстрирует зависимость относительной функции трения  $c_f/c_{f0}$  от параметра вдува  $\bar{j}_w \text{Re}_x^{0.5}$ , представленная на рис. 5, а. Здесь  $c_f/2$  — коэффициент трения в пограничном слое со вдувом и горением, а  $c_{f0}/2 = 0.332 \text{Re}_x^{-0.5}$  — коэффициент трения на непроницаемой пластине. Сплошной линией на рис. 5, а нанесена зависимость для относительной функции трения [8]

$$\frac{c_f}{c_{f0}} = \left(1 - \frac{b}{b_{cr}}\right)^{1.33}, \quad (1)$$

где  $b = 2j_w/\rho_0 u_0 c_{f0}$ ; критический параметр вдува, согласно данным работы [14], при вдуве водорода в воздух принимался равным  $b_{cr} = 0.18$ . Отметим, что и при  $k_w = \text{const}$ , и при  $\bar{j}_w = \text{const}$  по длине пластины в таких координатах значения коэффициента трения лежат достаточно близко.

Результаты численного моделирования для случая вдува водорода без горения хорошо согласуются с зависимостью (1). При наличии горения данные при различных граничных условиях имеют тенденцию к обобщению, но лежат заметно ниже этой кривой, что свидетельствует о снижении трения за счет процессов горения. Однако при ламинарном режиме течения это снижение не столь существенное по сравнению с турбулентным режимом,

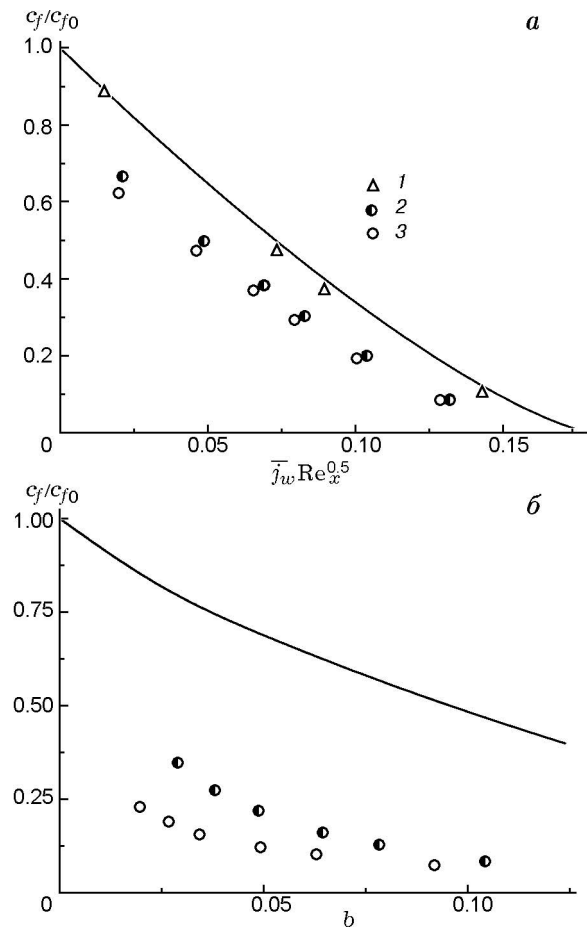


Рис. 5. Зависимость относительной функции трения от параметра вдува:

1 — расчет для вдува без горения, 2 — горение при  $T_w = \text{const}$ , 3 — горение при  $T' = \text{const}$ ; а — ламинарный режим течения, линия — «стандартная» зависимость для инородного изотермического вдува; б — турбулентный режим, линия — расчет [15]

результаты расчета которого представлены на рис. 5, б. Как видно, турбулентное трение при горении может снижаться в два и более раза по сравнению со случаем, когда горение отсутствует. Это еще раз подтверждает вывод о более слабом влиянии неизотермичности и неоднородности состава на ламинарный пограничный слой, чем на турбулентный [8].

Заметно влияние граничных условий на относительную функцию трения при горении в турбулентном пограничном слое. Если в ламинарном режиме (см. рис. 5, а) изменение граничных условий не проявляется, то в турбулентном потоке (см. рис. 5, б) режим с постоянной температурой стенки, особенно при малых

вдувах, сопровождается более высокими значениями коэффициента трения.

### ВЛИЯНИЕ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕПЛОВЫХ ПОТОКОВ ПРИ ГОРЕНИИ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

Распределение тепловых потоков и их зависимость от интенсивности вдува, тепловых и концентрационных граничных условий представляет большой практический интерес при расчетах и проектировании оборудования для работы в режиме с наличием горения в пограничном слое. Ранее в работе [7] было показано, что при пористом вдуве граничные условия на стенке могут кардинально влиять на законы тепло- и массопереноса. Так, во всем диапазоне вдувов с сохранением постоянства температуры стенки тепловой поток  $q_w = -\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y}\right)_w$ , подобно трению, монотонно снижается с увеличением интенсивности вдува до достижения режима оттеснения. При постоянстве температуры вдуваемого газа (в этом случае температура стенки зависит от интенсивности вдува) тепловой поток вначале возрастает, достигает максимума, а затем снижается. Это явление объясняется тем, что при малых вдувах температура стенки практически равна температуре основного потока (что говорит о малом градиенте температур и, следовательно, малом тепловом потоке), а при больших интенсивностях вдува происходит оттеснение пограничного слоя, что тоже приводит к отсутствию теплового потока в стенку.

Подобная картина наблюдается и при вдуве реагирующих веществ. Зависимость относительного теплового потока  $\bar{q}/\bar{q}_0$  от параметра вдува  $\bar{j}_w \text{Re}_x^{0.5}$  при вариации граничных условий приведена на рис. 6. Здесь  $\bar{q} = q_w / \rho_0 u_0 c_{p0} (T_0 - T')$  — безразмерный тепловой поток через пористую стенку, который в некотором смысле является аналогом числа Стентона, а  $\bar{q}_0 = 0.332 \text{Re}_x^{-0.5} \text{Pr}^{2/3}$  — безразмерный тепловой поток для непроницаемой пластины.

Как и следовало ожидать, при вдуве газа с неизменной температурой имеется экстремум в зависимости теплового потока, как при отсутствии горения, так и при его наличии. При этом достигается он примерно при одних и тех же параметрах вдува в режимах  $j_w = \text{const}$  и  $k_w = \text{const}$ , а максимальный тепловой поток при горении почти на порядок выше, чем

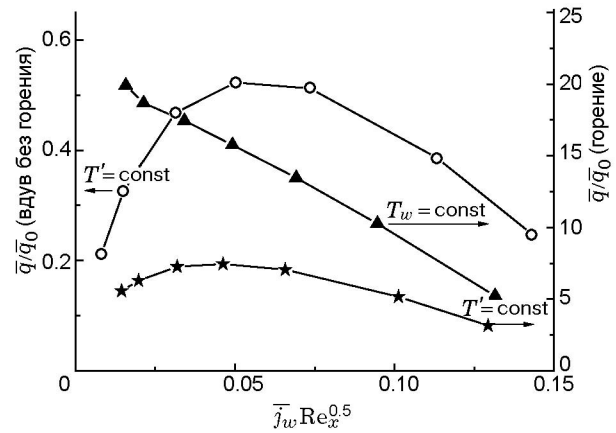


Рис. 6. Безразмерный тепловой поток на стенке в зависимости от параметра вдува в отсутствие горения и при горении

в случае нереагирующего течения. Это объясняется наличием внутри пограничного слоя зоны сильного тепловыделения (фронта пламени), значительно усиливающей тепло- и массообменные процессы. При постоянной температуре стенки наблюдается монотонное снижение теплового потока, величина которого оказывается несколько выше за счет более низкой температуры стенки.

Подобная тенденция в распределении тепловых потоков проявляется и при вдуве водорода с горением и без него и турбулентном режиме течения. При этом особенности турбулентного течения сказываются как на величине максимума теплового потока, так и на значении параметра вдува, при котором он достигается.

На рис. 7 приведено распределение относительной функции теплообмена  $\Psi_T = \text{St}/\text{St}_0$  в зависимости от интенсивности вдува. Важно отметить, что в этом случае в качестве характерной температуры выбрана температура фронта пламени, т. е.  $\text{St} = -\left(\lambda \frac{\partial T}{\partial y}\right)_w / \rho_{fr} u_{fr} c_{p0} (T_{fr} - T_w)$ . Как видно из рис. 7, а, результаты с горением и без него для ламинарного режима течения достаточно близки, что свидетельствует о консервативности теплообмена по отношению к процессам, проходящим внутри пограничного слоя. При турбулентном горении (рис. 7, б) процессы энерговыделения внутри пограничного слоя приводят к значительному (в 2–3 раза) снижению теплопереноса относительно нереагирующего по-

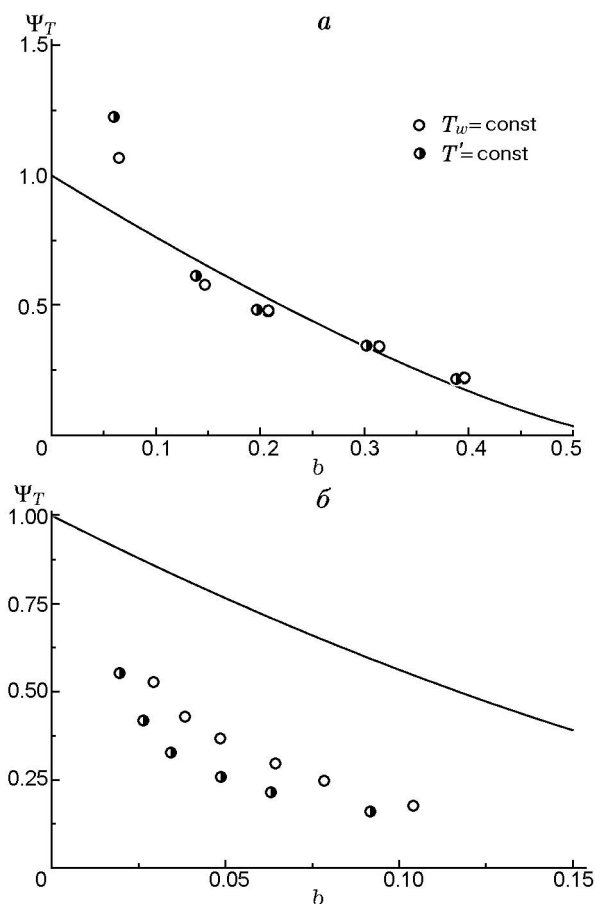


Рис. 7. Зависимость относительной функции теплообмена от параметра вдува:  $a$  — ламинарный режим течения,  $b$  — турбулентный режим; линии — расчет [15]

граничного слоя при такой же подаче водорода через проницаемую стенку. Данный результат представляет интерес с точки зрения инженерных расчетов.

## ВЫВОДЫ

Проведено численное моделирование ламинарного пограничного слоя с горением при подаче топлива через пористую пластину. Проанализированы различные виды тепловых и диффузионных граничных условий. Показано, что горение приводит к существенному снижению коэффициента трения и к увеличению тепловых потоков в стенку. Однако снижение сопротивления трения в ламинарном пограничном слое существенно меньше, чем в турбулентном. Это обусловлено более слабым влиянием градиента плотности газовой смеси по толщине пограничного слоя при ламинарном

режиме течения. Коэффициенты трения в режимах с постоянной температурой стенки и постоянной температурой вдуваемого газа для ламинарного течения оказались весьма близкими, несмотря на значительные различия в профилях скорости и температуры в этих режимах. В турбулентном режиме влияние граничных условий оказалось более существенным. Как и в случае отсутствия химического реагирования, при горении в режиме постоянной температуры вдуваемого газа величина теплового потока имеет максимум в зависимости от интенсивности вдува, однако при горении она почти на порядок выше. При этом подобный эффект имеет место при любом режиме течения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Бояршинов Б. Ф., Волчков Э. П., Терехов В. И. Тепло- и массообмен в пограничном слое с испарением и горением этанола // Физика горения и взрыва. — 1994. — Т. 30, № 1. — С. 8–15.
2. Волчков Э. П., Терехов В. В., Терехов В. И. Структура пограничного слоя с горением водорода при различных интенсивностях вдува // Физика горения и взрыва. — 2002. — Т. 38, № 3. — С. 20–29.
3. Ueda T., Mizomoto M., Ika S. Velocity and temperature fluctuations in a flat plate boundary layer diffusion flame // Combust. Sci. Technol. — 1982. — V. 27, N 3–4. — P. 133–142.
4. Yam C., Dwyer H. An investigation of the influence of blowing and combustion an turbulent boundary layer // AIAA Paper. — 1987. — N 226. — P. 1–8.
5. Hirano T., Kanno Y. Aerodynamic and thermal structures of the laminar boundary layer over a flat plate with a diffusion flame // 14th Symp. (Intern.) on Combustion. — 1973. — P. 391–398.
6. Ueda T., Ooshima A., Saito N., Mizomoto M. Aerodynamic structure of a laminar boundary layer diffusion flame over a horizontal flat plate (Experimental Analysis) // JSME Intern. J. Ser. II. — 1991. — V. 34, N 4. — P. 527–532.
7. Volchkov E. P. Concerning the heat and mass transfer features on permeable surfaces // Intern. J. Heat and Mass Transfer. — 2006. — V. 49. — P. 755–762.
8. Кутателадзе С. С. Основы теории теплообмена. — М.: Атомиздат, 1979.
9. Reid R. C., Prausnitz J. M., Sherwood T. K. The Properties of Gases and Liquids. — New York: McGraw-Hill, 1997.
10. Rivard W. C., Farmer O. A., Butler T. D. RICE: A computer program for multicomponent chemically reactive flows at all speeds // Los Alamos Scientific Laboratory Report. — LA-7427. — 1979.



- 
11. **Menter F. R.** Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications // AIAA Journal. — 1994. — V. 32, N 8. — P. 1598–1605.
  12. **Patankar S. V., Spalding D. B.** Heat and Mass Transfer in Boundary Layers. — London: Intertext, 1970.
  13. **Lele S. K.** Compact finite difference schemes with spectral-like resolution // J. Comput. Phys. — 1992. — V. 103.
  14. **Ерошенко В. М., Зайчик Л. И.** Гидродинамика и тепло- и массообмен на проницаемых поверхностях. — М.: Наука, 1984.
  15. **Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И.** Тепло-массообмен и трение в турбулентном пограничном слое. — М.: Энергия, 1972.

*Поступила в редакцию 18/XII 2008 г.*

---