

распределение температуры в металлической подложке, что оно будет характеризоваться одновременно и максимально достижимой температурой контакта, и отсутствием перегрева (т. е. сохранением исходной структуры) почти всей основы. Такой режим в эксперименте получен не был. Однако, как следует из численного анализа, наиболее близким к нему будет режим зажигания. Таким образом, в каждом конкретном случае соответствующий выбор  $\epsilon_0$  позволяет эффективно решить задачу оптимизации процесса зажигания, важную для получения покрытий, а также задачу надежности зажигания для относительно слабоэкзотермических составов.

Сравнение результатов экспериментов с математической моделью показывает качественное совпадение зависимостей характеристик инициирования СВС-процесса в ЭМП. Имеющиеся расхождения, по-видимому, обусловлены сложностью процесса, неучетом тепловых потерь и более сложной структурой реального ЭМП.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Мержанов А. Г., Юхвид В. И., Боровинская И. П. Самораспространяющийся высокотемпературный синтез литых тугоплавких неорганических соединений/Докл. АН СССР.— 1980.— 255, № 1.— С. 120—124.
2. Вишнякова Г. А., Юхвид В. И., Боровинская И. П. и др. Особенности формирования микро-структуры литых титано-хромовых СВС-покрытий с никелевой связкой/І Всесоюз. симп. по макроскопической кинетике и химической газодинамике.— Черногловка, 1984.— Т. 2, ч. 1.— С. 137—138.
3. Юхвид В. И. Динамическое взаимодействие высокотемпературного многофазного расплава с металлической основой/Изв. АН СССР.— 1988.— № 6.— С. 130—135.
4. Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн.— М.: Наука, 1990.— Гл. I.— С. 4—7.
5. Слухоцкий А. Е. Установки индукционного нагрева.— М.: Энергоиздат, 1981.
6. Вилюнов В. Н. Теория зажигания конденсированных веществ.— Новосибирск: Наука, 1984.
7. Лыков А. В. Теория теплопроводности.— М.: Высш. шк., 1967.
8. Мержанов А. Г., Абрамов В. Г., Гонтковская В. Т. О закономерностях перехода от самовос-пламенения к зажиганию // Докл. АН СССР.— 1963.— 148, № 1.— С. 156—159.
9. Мержанов А. Г., Хайкин Б. И., Шкадинский К. Г./Установление стационарного распростра-нения пламени при зажигании газа накаливаемой поверхностью/ПМТФ.— 1969.— № 5.— С. 156—159.

142432, Моск. обл., п/о Черногловка,  
Институт структурной макрокинетики  
РАН

Поступила в редакцию 19/VI 1991,  
после доработки — 31/III 1993

УДК 536.244

*Б. Ф. Бояршинов, Э. П. Волчков, В. И. Терехов*

### ТЕПЛО- И МАССООБМЕН В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ С ИСПАРИЕНИЕМ И ГОРЕНИЕМ ЭТАНОЛА

Представлены экспериментальные данные по тепло- и массообмену в пограничном слое при испарении этанола с пористой поверхности и его горении в потоке воздуха. Установлено, что изменение скорости в ядре течения слабо влияет на температуру и концентрацию веществ на стенке. Температура фронта пламени и распределение массовых потоков на стенке существенно зависят от скорости течения. Отмечено снижение коэффициентов тепло- и массообмена при наличии горения. Представление опытных данных с использованием в качестве потенциалов переноса полных энтальпий и обобщенных концентраций свидетельствует о наличии аналогии между процессами тепло- и массообмена в реагирующем пограничном слое.

Изучение тепло- и массообмена в пристенных потоках с горением представляет значительный интерес для развития теории и практического использования реагирующих течений. На процессы турбулентного переноса тепла и вещества в пограничном слое с химическими превращениями оказывает влияние большое число факторов, основные из которых: наличие потока горючего вещества через стенку и фазовый переход при горении вблизи

© Б. Ф. Бояршинов, Э. П. Волчков, В. И. Терехов, 1994.

свободной поверхности жидкости; существование зоны интенсивного тепловыделения; переменность теплофизических свойств по толщине пограничного слоя. Кроме того, заметную роль могут играть радиационный перенос тепловой энергии, многокомпонентная диффузия, взаимодействие турбулентности и горения и т. д. Важное значение приобретает определение вклада каждого из этих факторов в величину коэффициента тепло- и массообмена, или число Стентона  $St$ .

В имеющихся немногочисленных экспериментальных работах, посвященных этой проблеме [1—9], сделаны попытки описания данных с использованием различных критериальных зависимостей. Однако хорошего обобщения результатов опытов добиться не удалось. Например, по оценкам [10], отличие в значениях коэффициентов тепло- и массообмена составляет более порядка по величине.

Такое расхождение объясняется многими причинами. Основные из них — различие в использованных горючих веществах и в газодинамических условиях проведения экспериментов. Анализ и обобщение опытных данных затрудняются еще и тем, что они, как правило, не содержат полной информации по определяющим параметрам. Важным моментом при вычислении коэффициентов тепло- и массообмена  $St_h$  и  $St_d$  является также выбор потенциалов переноса. В частности, в некоторых работах при расчете коэффициентов теплоотдачи к поверхности тепловой поток относят к разности температур или полных энтальпий во фронте пламени и на стенке. Тем самым из рассмотрения исключается внешняя часть пограничного слоя, заключенная между фронтом тепловыделения и невозмущенным ядром течения. Такая обработка привела к существенному неподобию закономерностей тепло- и массообмена [1, 2]. Она не обладает универсальностью, поскольку не пригодна для анализа процессов горения на стенке, когда параметры во фронте и на стенке совпадают между собой.

С точки зрения анализа подобия тепло- и массообмена при горении наиболее предпочтительно представление опытных данных в виде функций от параметров, вытекающих из рассмотрения уравнений переноса тепла и вещества в такой форме, при которой отсутствуют источниковые члены. В частности, уравнения переноса энергии, вещества и импульса подобны, если записаны через безразмерные полные энтальпии (с учетом теплоты образования веществ), концентрации химических элементов и скорости при одинаковых граничных условиях и равенстве чисел Прандтля  $Pr$  и Шмидта  $Sc$ :  $Pr = Sc = 1$ .

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования тепло- и массообмена в пограничном слое с фронтом газозафазного горения. Она служит продолжением работы [11], в которой приведены данные по структуре пограничного слоя со вдувом химически реагирующих веществ.

#### Методика измерений и обработки результатов

Опыты проведены на стенде (рис. 1), подробное описание которого, а также методов измерений распределения скоростей, концентраций веществ и температур по толщине пограничного слоя изложено в [11, 12]. Экспериментальные данные по тепло- и массообмену получены в максимально возможном диапазоне изменения скорости набегающего потока ( $u_0 = 3—68$  м/с), когда существовал устойчивый режим горения. Его поддержание обеспечивалось стабилизатором в виде уступа высотой 2,7 мм, расположенного непосредственно перед пористыми пластинами. Горючее — 96%-й (по объему) водный раствор этилового спирта — подавалось через четыре пористых пластины с размерами  $78 \times 78$  мм. Их поверхность, обращенная к воздушному потоку, оставалась влажной во время проведения измерений. При испарении горючего температура стенки и скорость испарения самоустанавливались в зависимости от величины конвективного и радиационного теплоподвода от пламени, а также от величины кондуктивных

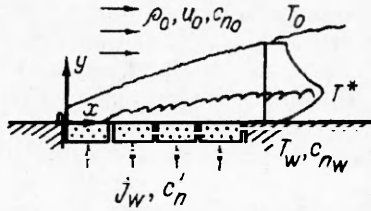


Рис. 1. Схема течения у проницаемой поверхности со вдувом и горением.

потерь тепла от пористых пластин к элементам конструкции рабочей части установки.

Тепловой поток, поступающий к стенке, расходовался на нагрев жидкости до

температуры поверхности и на ее испарение

$$q_w = J_w c_p (T_w - T') + J_w r, \quad (1)$$

где  $T'$ ,  $T_w$  — температура жидкости на входе в пористую пластину и на ее поверхности;  $J_w$  — поток испаряющегося горючего;  $c_p$  и  $r$  — теплоемкость и теплота испарения. Как показали оценки, первый член в правой части (1) мал, и при обработке данных им пренебрегали.

В условиях сложного теплообмена при горении в пограничном слое испаряющейся жидкости полный тепловой поток, подводимый к стенке и расходуемый на фазовый переход, складывается из конвективного  $q_c$ , радиационного  $q_R$  потоков и кондуктивных потерь  $q_\lambda$  от пористого рабочего участка

$$q_w = J_w r = q_c + q_R + q_\lambda. \quad (2)$$

При анализе теплообмена необходимо оценить вклад каждого из них. Если  $q_R = q_\lambda = 0$ , имеет место адиабатический режим испарения, когда теплота, подводимая к поверхности конвекцией, полностью расходуется на фазовый переход  $J_w r = q_c$ . В этом случае стенка приобретает температуру адиабатического испарения, которая не зависит от скорости обтекания и формы поверхности [12].

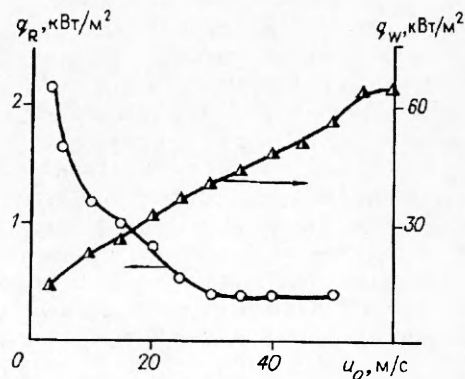
Тарировочные опыты и проведенные оценки показали, что потери теплопроводностью при  $u_0 = 3,3$  м/с составляют  $q_\lambda/q_w \approx 0,033$ . В случае  $u_0 > 10$  м/с интенсивность испарения и соответственно суммарный тепловой поток на стенке  $q_w$  возрастали и доля потерь тепла теплопроводностью была пренебрежимо мала. При обработке опытов она не учитывалась.

Радиационная составляющая определялась по величине разности между измеренной температурой стенки и температурой адиабатического испарения в соответствии с методикой [12, 13] и способом разделения составляющих теплового потока на поверхности с фазовым переходом [14]. Значения средних по поверхности радиационных потоков от фронта пламени к стенке в зависимости от  $u_0$  представлены на рис. 2. Здесь же показано изменение полного теплового потока  $q_w$ . Видно, что максимальное значение  $q_R/q_w \approx 0,25$  достигается при низких скоростях обтекания, когда температура во фронте  $T^*$  максимальна [11]. По мере увеличения  $u_0$  величина  $T^*$  снижается и падает значение  $q_R$ . Кроме того, с ростом  $u_0$  возрастает интенсивность испарения и увеличивается  $J_w r$ , что также приводит к уменьшению вклада радиационной составляющей в суммарный поток тепла на стенке. Полученные результаты близки к данным [15, 16].

Тепловое число Стентона  $St$  в экспериментах определялось по конвективной составляющей теплового потока двумя способами: по температурному напору между фронтом пламени и стенкой

$$St^* = \frac{q_c}{c_p (T^* - T_w) \rho_0 u_0} = \frac{J_w r - q_R}{c_p (T^* - T_w) \rho_0 u_0}, \quad (3)$$

Рис. 2. Значение радиационного и полного тепловых потоков на стенке.



по разности полных энтальпий между ядром течения и стенкой

$$St_h = \frac{J_w r - q_R}{(h_0 - h_w) \rho_0 u_0} \quad (4)$$

Экспериментальное значение диффузионного числа Стентона  $St_d$  вычислялось из соотношения

$$St_d = \frac{J_w}{\rho_0 u_0} \left( \frac{K' - K_w}{K_0 - K_w} \right)_i \quad (5)$$

Здесь  $K_0$ ,  $K_w$ ,  $K'$  — атомарные концентрации  $i$ -го элемента в ядре потока, на стенке, и во вдуваемом веществе. Числа Стентона (4), (5) получаются из уравнений переноса, которые не содержат источников членов, так как записаны через полные энтальпии и атомарные концентрации. Полная энтальпия включает теплоту образования сложного вещества из пористых  $\Delta H_{298}^0$

$$h = \sum_{n=1}^k \left[ \int_{298}^T c_p dT + \Delta H_{298}^0 \right]_n \cdot c_n \quad (6)$$

Здесь  $\rho_0 u_0$  — массовая скорость воздушного потока;  $c_n$ ,  $c_p$  — массовая концентрация и теплоемкость  $n$ -го вещества. В (3) принималось  $c_p = 1,25$  кДж/(кг·К), что соответствовало среднему ее значению по толщине пограничного слоя. Значения теплового и диффузионного параметров проницаемости принимались в следующем виде:

$$b_{1h} = J_w / \rho_0 u_0 St_h = (h_0 - h_w) / r, \quad (7)$$

$$b_{1d} = J_w / \rho_0 u_0 St_d = [K_w - K_0]_i / [K' - K_w]_i. \quad (8)$$

Атомарные концентрации находились суммированием концентраций по всем веществам

$$K_i = \sum_{n=1}^k a_{in} c_n, \quad (9)$$

где  $a_{in}$  — доля  $i$ -го химического элемента в  $n$ -м веществе. Например, для элементарного кислорода в углекислом газе  $a_{in} = 32/44$ . Таким образом, для определения коэффициентов массообмена (5) требуется знать экспериментальные значения концентраций элементов. Для этого, как следует из (9), необходимы измерения концентрации всех веществ в указанных областях течения.

По данным [11, 18], в пограничном слое при горении этанола регистрировалось наличие семи веществ: этанола, воды, кислорода, азота, уксусного альдегида, углекислого и угарного газа, т. е. в (9)  $k = 7$ . Измерение их концентрации на поверхности связано с рядом сложностей. В окрестности пористой стенки, на которой происходит массообмен, градиенты концентрации могут достигать больших значений, а продольная скорость газа обращается в нуль. Поэтому в отсасываемую пробу будет попадать газ из областей вблизи поверхности, и, как следствие, будет уменьшаться концентрация испаряющегося со стенки этанола, а концентрация остальных газов —  $N_2$ ,  $CO$ ,  $CO_2$ ,  $O_2$ ,  $C_2H_4O$ ,  $H_2O$ , диффундирующих к стенке, будет возрастать. Однако наличие фазового перехода на поверхности позволяет определить состав газов на ней, используя зависимость объемной концентрации пара от температуры на линии насыщения в сочетании с результатами газового анализа.

В [18] показано, что соотношение между концентрациями газов, диффундирующих к стенке, практически не зависит от скорости отсоса, хотя уровень концентраций этих газов может изменяться. Поэтому на основании опытных данных, полученных при отборе пробы со стенки, можно определить молекулярную массу смеси  $M^-$ , в которую происходит испарение. Концентрации веществ в смеси без этанола  $c_n^- = m_n / \sum_{1}^{k-1} m_n$ . Ее молекулярная масса

$M^- = [\sum_1^6 c_n^- / M_n]^{-1}$ , где  $M_n$  — молекулярная масса каждого рассматриваемого компонента;  $m_n$  — количество  $n$ -го вещества во взятой пробе, кг. В интервале температур  $60 < T_w < 70$  °С объемная концентрация инжектанта  $p$  ( $T_w$ ) может быть найдена из соотношения  $p = 0,99 [(T_w - 273)/78]^{2,8} + 0,01$ , которое с точностью 0,3 % описывает данные [19]. Тогда массовая концентрация инжектируемых паров  $c_{F_w} = [1 - (1 - p) M^- / p M_F]^{-1}$ . Концентрация этанола  $c_{et,w} = 0,95 \cdot c_{F_w}$ , а остальных компонентов  $c_{n,w} = (1 - c_{et,w}) \cdot c_n^-$ .

Концентрации веществ измерялись хроматографическим методом. Аппаратура и методика проведения газового анализа изложены в [11, 18]. Проба газа отбиралась через отверстия диаметром 0,3 мм в боковой поверхности металлических капилляров, помещенных за каждой пористой секцией. Капилляры располагались перпендикулярно направлению основного потока и заделывались заподлицо со стенкой так, чтобы ось приемного отверстия была ориентирована по нормали к поверхности. Для предотвращения конденсации веществ система подвода газовой пробы к входу хроматографа термостатировалась при температуре 90 °С.

Таким образом, на основании данных о температуре стенки и составе газов в пробах, отобранных с поверхности, по измерениям поперечных потоков вещества представляется возможным определение чисел Стентона (3) — (5). Погрешность определения коэффициентов переноса не превышала 17 %.

### Экспериментальные результаты

В предварительных опытах [18] без горения установлено, во-первых, что закон трения в пограничном слое за стабилизатором при обтекании пористых пластин воздухом такой же, как и при обтекании гладкой стенки. Шероховатость не проявляется, если относительная скорость вдува  $\rho_w v_w / \rho_0 u_0 > 3 \cdot 10^{-3}$ . Стабилизатор смещает эффективное начало пограничного слоя вверх по потоку. Во-вторых, тепло- и массообмен при испарении жидкостей (воды, этанола) с поверхности пористых пластин хорошо описывается закономерностями «сухой» стенки, если учитывается лишь конвективная составляющая теплового потока. Показано [12, 13], что процессы переноса тепла при испарении без горения подобны.

На рис. 3—5 представлены первичные данные опытов с горением этанола в виде зависимостей от скорости набегающего потока концентраций веществ на стенке, температуры во фронте, температуры и полной энтальпии на стенке, а также распределения по длине интенсивности поперечного потока испаряющегося этанола  $J_w$ . Видно, что концентрация веществ на поверхности слабо зависит от  $u_0$ . Для  $u_0 > 10 \div 20$  м/с она остается практически неизменной. Основной вклад в газовую смесь вносят этанол ( $\approx 80$  % по массе), вода ( $\approx 5-6$  %), а также азот ( $\approx 10-12$  %), который диффундирует из невозмущенного воздушного потока. Концентрация остальных компонентов газовой смеси ( $\text{CO}$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{C}_2\text{H}_4\text{O}$ ) на стенке не превышает 2 %.

Осредненная во времени температура во фронте горения существенно изменяется с увеличением скорости в ядре потока. При  $u_0 \approx 3 \div 5$  м/с, когда в пограничном слое наблюдается тонкая неподвижная светящаяся поверхность пламени, температура максимальна ( $T^* \approx 2200$  К) и близка к адиабатической температуре сгорания этанола в воздухе. С ростом  $u_0$  ее значение снижается до уровня  $T^* \approx 1500$  К. Температура испаряющейся поверхности изменяется в пределах  $\approx 2$  К. При  $u_0 > 20$  м/с она практически постоянна, что свидетельствует о приближении режима испарения к адиабатическому. Также неизменна и полная энтальпия газовой смеси на стенке (см. рис. 4).

Зависимость поперечных массовых потоков испаряющегося вещества от продольной координаты и скорости  $u_0$  показана на рис. 5. При определении  $J_w$  ее значение осреднялось в пределах каждой пористой пластины, координата  $x$  отсчитывалась от начала рабочего участка до середины рассматриваемой

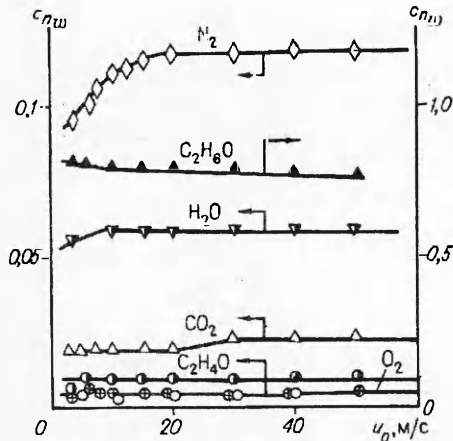


Рис. 3. Зависимость концентрации на пористой поверхности от скорости в ядре течения.

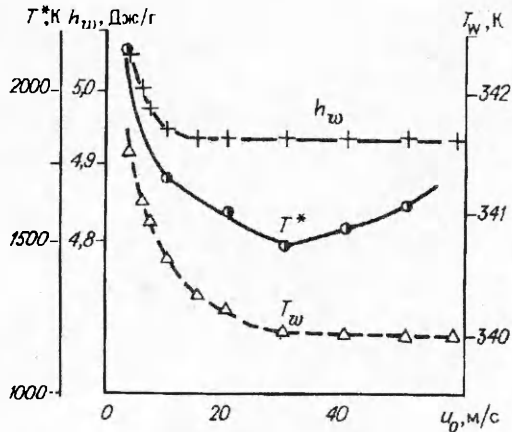


Рис. 4. Температура пористой поверхности, фронта пламени и полная энтальпия на стенке при различных скоростях течения.

секции. Увеличение  $u_0$  приводит к росту  $J_w$ . По мере удаления от начала пограничного слоя его толщина возрастает, что приводит к снижению  $J_w$  по длине канала.

Результаты обработки опытных данных рис. 2—5 показаны на рис. 6 в виде зависимости коэффициентов тепло- и массообмена от числа Рейнольдса ( $St = f(Re_x)$ ). На рис. 6, а они рассчитывались по формуле (3), где использовалась разность температур между фронтом пламени и стенкой. Это традиционная форма представления результатов расчетов и экспериментальных исследований по теплообмену в пограничном слое. Она удобна, так как величины, входящие в (3), сравнительно просто определяются в экспериментах. Видно, что данные различных авторов и настоящей работы имеют сильный разброс. Коэффициенты теплообмена в такой обработке практически совпадают с результатами расчета турбулентного пограничного слоя с испарением, но при отсутствии горения [13] и существенно отличаются от коэффициентов массообмена.

Анализ физических причин, с которыми связан разброс результатов опытов, а также условий, при которых теплообмен при горении описывается закономерностями пограничного слоя без горения, остается предметом дальнейших исследований. Принципиальным является вопрос о существенном отличии между коэффициентами, характеризующими перенос тепла и вещества при использовании такой обработки экспериментальных данных.

Известно [17, 18, 20, 21], что процессы тепло- и массообмена в пограничных слоях при наличии химических реакций подобны, если в качестве потенциалов переноса использовать полную энтальпию газовой смеси с учетом теплоты образования компонентов и концентрацию химического элемента в форме (9). В таком представлении безразмерные профили энтальпий, концентраций и скорости оказались подобными [11] для изучаемых пограничных слоев с фронтом горения, что свидетельствует о существовании аналогии процессов переноса.

На рис. 6, б показаны результаты опытов, когда коэффициенты переноса рассчитывались по (4), (5), т. е. по разности полных энтальпий и концентраций химического элемента на стенке и в ядре потока. Видно, что при такой обработке

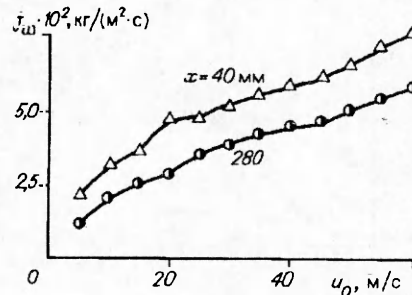


Рис. 5. Распределение массовой скорости испаряющегося горючего в зависимости от скорости набегающего потока.



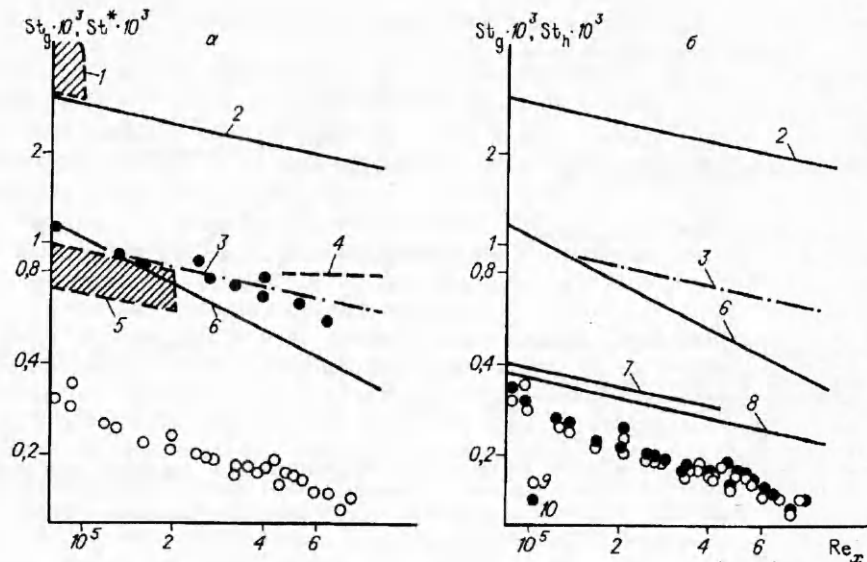


Рис. 6. Характеристики тепло- и массообмена в пограничном слое с испарением и горением этанола.

*a* — коэффициент теплообмена определен по формуле (3); *b* — коэффициент теплообмена определен по (4). 1 — область опытных данных [5] для горения метана в воздухе; 2 — закон тепло- и массообмена в турбулентном пограничном слое; 3 — тепло- и массообмен в турбулентном пограничном слое со вдувом ( $v_1 = 5,5$ ), но без горения [12]; 4 — расчет [22]; 5 — область опытных данных [3] для горения пропана в воздухе; 6 — закон тепло- и массообмена в ламинарном пограничном слое без вдува и горения; 7 — расчет [6] для вдува и горения этанола в воздухе; 8 — расчет турбулентного пограничного слоя со вдувом и горением этанола [20]; 9, 10 — опытные данные настоящей работы по тепло- и массообмену соответственно.

экспериментальные данные по тепло- и массопередаче совпадают между собой. Причем интенсивность тепло- и массообмена при наличии горения на порядок ниже, чем в стандартном турбулентном слое (линия 2), и в  $\approx 3$  раза ниже, чем на проницаемой поверхности при том же параметре вдува. Отсутствие полной экспериментальной информации по температурам и составу газов на стенке не позволило провести подобный анализ результатов других исследований.

Линией 8 на рис. 6, б представлены расчеты турбулентного пограничного слоя со вдувом и горением этилового спирта. Они выполнены по диффузионной однофронтальной модели с использованием асимптотической теории пограничного слоя [20]. Однако хорошего соответствия с опытными данными не наблюдается. Результаты, близкие к полученным, дает также расчет [6], адаптированный для случая горения этанола в турбулентном пограничном слое.

По-видимому, несовпадение теории с экспериментом объясняется отсутствием учета в разработанной модели всех особенностей реального процесса горения. Прежде всего это эффекты подавления турбулентных пульсаций в пограничном слое с интенсивным тепловыделением. Это обстоятельство отмечалось в работе [11]. Более подробно ламинаризирующее воздействие фронта пламени на структуру пограничного слоя можно проследить на рис. 7. Здесь представлены профили безразмерных полных энтальпий, построенные в координатах, используемых в теории пристенной турбулентности,  $\varphi = f(\eta)$ , где  $\varphi = \vartheta / \sqrt{St_h}$  — энтальпия;  $\eta = y u_0 \sqrt{St_h} / \nu_0$  — координата,  $\vartheta = (h - h_w) / (h_0 - h_w)$ . Видно, что при горении толщина вязкого подслоя (область, где выполняется условие  $\varphi = \eta$ ) значительно больше, чем при отсутствии вдува и горения.

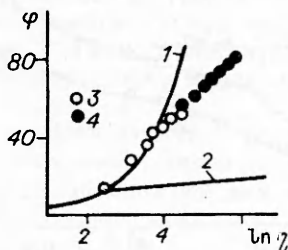


Рис. 7. Профили полных энтальпий в универсальных координатах.

1 — вязкий подслой; 2 — логарифмический участок стандартного турбулентного слоя без вдува и горения ( $\varphi = 2,5 \ln \eta + 5,5$ ); 3, 4 — опытные данные для пограничного слоя со вдувом и горением при  $u_0 = 10$  и  $50$  м/с.

Ламинаризация пограничного слоя сказывается и на характере изменения коэффициентов тепло- и массообмена по числам Рейнольдса. Действительно, точки на рис. 6, б отклоняются от расчетной зависимости для турбулентного течения и наклон их более отвечает ламинарному режиму. Очевидно, что задача дальнейших исследований состоит в получении более полной информации в опытах и в совершенствовании на ее основе теоретических моделей.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 93-02-14517).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Сергеев Г. Т. Основы тепломассообмена в реагирующих средах. — Минск: Наука и техника, 1977. — 232 с.
2. Батиевский В. Л., Сергеев Г. Т. Исследование процесса горения углеводородов в пограничном слое на проницаемой поверхности // ФГВ. — 1978. — 14, № 4. — С. 13—23.
3. Беспапов И. В. Конвективный теплообмен на проницаемой пластине при горении в пограничном слое // Тепло- и массоперенос: Материалы IV Всесоюз. совещ. — Минск, 1972. — Т. 1, ч. 3. — С. 48—56.
4. Ерошенко В. М., Кузнецов В. Е., Мотулевич В. П. и др. Экспериментальное исследование теплообмена в химически реагирующем ламинарном пограничном слое // Теплофизические свойства и газодинамика высокотемпературных сред. — М.: Наука, 1972. — С. 162—167.
5. Kulgein N. Transport Processes in a Combustible Turbulent Boundary Layer // J. Fluid Mech. — 1962. — 12, N 3. — P. 417—437.
6. Paul P. J., Mukunda H. S., Jain V. K. Regression Rates in a Boundary Layer Combustion // 19th Symp. (Int.) on Combustion. The Comb. Inst. — 1982. — P. 717—729.
7. Вулдридж К., Маззи Р. Измерение турбулентности в пограничном слое с подводом массы и горением // РТК. — 1966. — № 11. — С. 159—168.
8. Marxman G., Gilbert M. Turbulent Boundary Layer Combustion in the Hybrid Rocket // 9th Symp. (Int.) on Combustion. The Comb. Inst. — 1963. — P. 371—383.
9. Шабалин Н. И., Финаев Ю. А. Некоторые вопросы тепломассопереноса в реагирующем пограничном слое // Вестн. академии наук БССР. Серия физико-энерг. наук. — 1975. — № 1. — С. 90—96.
10. Boyarshinov V. F., Volchkov E. P., Terekhov V. I. Flow Structure and Heat and Mass Transfer in the Boundary Layer with Ethanol Evaporation and Combustion // 2nd Symp. (Int.) on Heat Transfer Beijing. — 1988. — 1. — P. 312—318.
11. Бояршинов Б. Ф., Волчков Э. П., Терехов В. И. Структура пограничного слоя со вдувом и горением этанола // ФГВ. — 1992. — 28, № 3. — С. 29—36.
12. Boyarshinov V. F., Volchkov E. P., Terekhov V. I. Heat and Mass Transfer with Liquid Evaporation into Gas Flow // Russ. J. of Eng. Thermophys. — 1991. — 1, N 1. — P. 93—112.
13. Бояршинов Б. Ф., Терехов В. И. О соотношении тепловых потоков на поверхности с фазовыми переходами // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. — 1986. — № 4, вып. 1. — С. 25—31.
14. А. с. 1270588 СССР, кл. G-01K 17/02. Способ определения составляющих теплового потока и устройство для его осуществления/Б. Ф. Бояршинов, Э. П. Волчков, В. И. Терехов, В. И. Титков // Открытия, изобретения. — 1986. — № 42.
15. Батиевский В. Л. Исследование локального тепло- и массопереноса в реагирующем пограничном слое при пористом вдуве // Дис. канд. техн. наук./Ин-т тепломассообмена. — Минск, 1976. — 183 с.
16. Ahmad T., Faeth M. Turbulent Wall Fires // 17th Symp. (Int.) on Combustion. The Comb. Inst. — 1978. — P. 1149—1160.
17. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. // Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. — М.: Энергия, 1972. — 344 с.
18. Бояршинов Б. Ф. Тепломассоперенос в пограничном слое при испарении и горении этанола // Дис. канд. техн. наук./Ин-т теплофизики СО РАН. — Новосибирск, 1988. — 171 с.
19. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. — М.: Физматиздат, 1963. — 708 с.
20. Бояршинов Б. Ф., Волчков Э. П., Терехов В. И. и др. Турбулентный пограничный слой со вдувом реагирующих веществ // ФГВ. — 1981. — 17, № 6. — С. 21—28.
21. Лиз. Конвективный теплообмен при наличии подвода вещества и химических реакций // Газодинамика и теплообмен при наличии химических реакций. — М.: ИЛ, 1962. — С. 13—19.
22. Сухов Г. С., Ярин Л. П. Теплообмен при горении жидкостей со свободной поверхностью в условиях естественной и вынужденной конвекции // ФГВ. — 1987. — 23, № 6. — С. 19—25.

630090, Новосибирск,  
Институт теплофизики СО РАН

Поступила в редакцию  
19/1 1993