

УДК 536.244

## ВЛИЯНИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НАБЕГАЮЩЕГО ПОТОКА НА СТРУКТУРУ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ ПРИ ДИФфуЗИОННОМ ГОРЕНИИ ЭТАНОЛА

Б. Ф. Бояршинов, В. И. Титков

Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, 630090 Новосибирск

В опытах исследовалось влияние турбулизации дозвукового воздушного потока на структуру пограничного слоя при испарении и горении этанола за препятствием высотой 3–6 мм. Показано, что турбулизация приводит к увеличению толщины теплового пограничного слоя в два раза, в то время как толщина динамического пограничного слоя изменяется слабо. При степени турбулентности на входе 1–18 % изменение толщины потери импульса по длине канала близко к изменению толщины потери импульса для ламинарного изотермического пограничного слоя без вдува. При горении за препятствием на расстоянии 40–50 его высот возникают локальные области повышенной турбулентности с высокой интенсивностью тепло- и массообмена.

В реальных газовых потоках степень турбулентности, как правило, высокая. Например, на входе в газовую турбину  $Tu_0 = 2 \div 20$  % [1]. При этом на значительной части поверхности ее лопаток (50 ÷ 80 %), обтекаемых продуктами сгорания, пограничный слой находится в состоянии ламинарно-турбулентного перехода, который происходит без образования волн неустойчивости и в присутствии замкнутого отрыва [2]. Влияние области отрыва на структуру течения, а также на тепло- и массообмен в условиях, близких к изотермическим, исследовано в [3, 4]. В точке присоединения, удаленной от препятствия на расстояние  $10 \div 18$  его высот  $h$ , напряжение трения меняет направление, возрастают турбулентность и интенсивность процессов переноса, отмечаются прорывы жидкости к стенке и выбросы ее в основной поток. При горении наблюдается присоединение потока на расстоянии  $(6 \div 9)h$  [5]. В области релаксации тепло- и массообмен имеет свойства ламинарного течения [6]. В этой области, несмотря на повышенную турбулентность основного потока ( $Tu_0 \approx 18$  %), зависимость между критериями Стэнтона  $St$  и Рейнольдса  $Re$  сохраняется в виде  $St \sim ARe^{-0,5}$ . В опытах отмечена тенденция к расслоению результатов измерений: в пределах погрешности экспериментов  $\pm 15$  % коэффициент  $A$  возрастает в целое число раз. Эта особенность не связана с горением.

При турбулизации ядра потока зона отрыва уменьшается, поперечные масштабы течения увеличиваются, но в различной степени: тепловой пограничный слой становится толще динамического. Толщина потери импульса  $\delta^{**}$ , определяющая трение в случае отсутствия вдува и продольного градиента давления, в опытах [7] на расстоянии примерно 0,65 м практически не менялась:  $d\delta^{**}/dx \approx 0$ . Отмечено также, что в области “распада турбулентности”, где значения  $|dT_{u0}/dx|$  максимальны,  $d\delta^{**}/dx < 0$ . Интенсивность тепло- и массообмена и трения в нереагирующем пограничном слое зависит не только от степени турбулентности, но и от ее пространственных масштабов и, как правило, увеличивается с ростом  $Tu_0$ .

---

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 99-02-17171).

Очевидно, что структура реагирующего пограничного слоя — результат взаимодействия турбулентности и горения. В опытах с факелом [8] отмечается возможное замедление смешения вследствие ламинаризации и, наоборот, дополнительная турбулизация в пограничном слое при взаимодействии газов разной плотности. Вблизи стенки турбулентность монотонно возрастала по длине канала, хотя в ядре потока оставалась постоянной [9]. В экспериментах [6] влияние газодинамики на горение проявилось в виде срыва пламени.

Неопределенность оценки воздействия каждого фактора (отрыва, ламинарно-турбулентного перехода, горения) затрудняет математическое моделирование их совместного влияния на газодинамические и тепловые характеристики пограничного слоя. Наиболее достоверно эти характеристики могут быть определены в опытах. Объем имеющихся данных недостаточен для анализа связей между параметрами течения и процессами переноса в турбулизованном реагирующем потоке газа с зоной отрыва. Целью работы является экспериментальное исследование структуры пограничного слоя с горением при различной степени турбулентности основного течения, а также сопоставление полей температуры, скорости и ее пульсаций с данными по тепло- и массообмену.

**Установка и методика измерений.** Опыты проводились в аэродинамической трубе, на входе в конфузор которой устанавливалась проволочная сетка с ячейкой  $1 \times 1$  мм или решетка с 25 резбовыми отверстиями  $M27 \times 1,5$ . Конфузор состыкован с рабочим участком сечением  $100 \times 100$  мм. Верхняя стенка канала отсутствует, прозрачные боковые стенки выполнены из набора раздвижных кварцевых пластин шириной 65 мм каждая. На входе в рабочую часть по всей ширине канала устанавливалось препятствие переменной высоты  $h = 3 \div 6$  мм, перед которым имелась щель слива пограничного слоя шириной 8 мм. По оценкам, скорость отсасываемого через щель воздуха составляет примерно 10 м/с. Степень турбулентности на входе в рабочую часть  $Tu_0 = 8, 18$  % регулировалась количеством открытых отверстий в решетке (25 или 9). В опытах с сеткой значение  $Tu_0$  зависит от способа запыления потока частицами при проведении лазер-доплеровских измерений: если частицы вводились только в пристенную область, значение  $Tu_0 = 1$  %, если в основное течение, —  $Tu_0 = 2,7$  %. По данным [6], скорость вырождения турбулентности  $dTu_0/dx$  увеличивается с ростом  $Tu_0$ .

Продольная компонента скорости измерялась лазерным доплеровским анемометром. В качестве рассеивающих центров использовались частицы кварца диаметром примерно 1 мкм, находившиеся в сосуде, который встряхивался вибратором. Подхваченные воздухом частицы вводились во входное сечение конфузора либо непосредственно за сеткой или решеткой через две трубки, расположенные между ее отверстиями (внутренний диаметр трубок 10 мм, расход воздуха — носителя частиц примерно 1 г/с), либо через щель в препятствии площадью  $0,8$  см<sup>2</sup>. При этом расход воздуха составлял примерно  $4,2 \cdot 10^{-3}$  г/с. Нижняя пористая поверхность образована пятью квадратными ( $80 \times 80$  мм) поддонами, засыпанными вровень с верхними кромками стеклянными шариками диаметром  $(0,7 \pm 0,15)$  мм. По мере засорения частицами засыпка (ее толщина составляла 8 мм) заменялась.

Скорость турбулизованного воздушного потока  $U_0$  определялась по перепаду давления на расходомерной шайбе. Рабочая жидкость — 96 %-й этанол. Система подачи обеспечивала его постоянный уровень в засыпке, и в ходе экспериментов шарики оставались влажными. Скорость испарения этанола с каждого элемента засыпки самоустанавливалась в соответствии с условиями конвективного массообмена и была близка к значениям в опытах с пористыми пластинами [6]. Температура набегающего потока воздуха  $T_0 = 290$  К. Температура в пограничном слое измерялась в срединной плоскости рабочего участка платина-платинородиевой термопарой. Электроды термопары диаметром 50 мкм сварены встык и натянуты между керамическими трубками параллельно плоскости засыпки (внешний диаметр трубок 0,5 мм, расстояние между ними 6 мм). Диапазон перемещений

зонда в продольном направлении составлял  $0 \div 520$  мм, в поперечном (с точностью до 0,1 мм) —  $0 \div 50$  мм.

Оптическая система анемометра ЛАДО-2 [10] и источник излучения — (He–Ne)-лазер ЛГ-79-1 мощностью 15 мВт — размещались на платформе координатного устройства над рабочим участком и постоянно обдувались чистым воздухом. Диапазон перемещений вдоль течения  $0 \div 400$  мм (погрешность  $\pm 0,5$  мм), поперек —  $0 \div 30$  мм (погрешность  $\pm 0,2$  мм). Лазерный пучок ( $\lambda = 632,8$  нм) акустооптической ячейкой разделялся на два в плоскости, параллельной поверхности засыпки. Сдвиг по частоте между ними составлял 20 МГц. Пучки мощностью примерно 3 мВт фокусировались в области пересечения объемом  $0,1 \times 0,1 \times 0,5$  мм, входя в рабочий участок через щель шириной примерно 10 мм между раздвинутыми кварцевыми пластинами боковой стенки. Рассеянное частицами излучение через аналогичную щель на противоположной стенке выводилось из канала и регистрировалось фотоумножителем. Сигнал, пропорциональный доплеровскому сдвигу частот, т. е. скорости частиц, выделялся с помощью процессора [11], представляющего собой следящий фильтр. Аппаратура обеспечивала также контроль за количеством частиц, пролетающих через измерительный объем, и формой сигнала  $U(t)$ .

Использование следящего фильтра имеет ряд особенностей, которые учитывались при проведении измерений. В частности, полученные значения средней скорости не зависят от концентрации частиц, степени турбулентности и соотношения сигнал/шум, но при измерении ее пульсаций  $u'$  необходимо определять эти параметры, а также знать быстродействие аппаратуры и степень фильтрации сигнала, которая определяется верхней границей частоты пульсаций скорости потока. Поэтому точность определения  $(u')^2$  в опытах устанавливалась при сравнении с результатами термоанемометрических измерений. В предварительных экспериментах без горения при запылении потока аэрозолем глицерина 1 мкм и кварцевым порошком установлено, что в обоих случаях спектры пульсаций продольной компоненты скорости в диапазоне  $0 \div 5$  кГц, а также степень турбулентности и средняя скорость совпадают между собой и с термоанемометрическими данными, если быстродействие аппаратуры максимальное, а счетная концентрация частиц, пролетающих измерительный объем, составляет примерно  $10^3$  с<sup>-1</sup>. При горении соотношение сигнал/шум уменьшается, и для обеспечения устойчивой работы аппаратуры пороговые значения сигнала увеличены, т. е. до определенного уровня искусственно уменьшены счетная концентрация частиц и измеренная степень турбулентности. Величина  $(u')^2$  корректировалась до совпадения измеренной степени турбулентности на входе в канал с данными термоанемометрии. При этом считалось, что в разных точках изменяется только интенсивность пульсаций скорости. По оценкам авторов данной работы, это приводит к увеличению погрешности определения  $Tu$  до  $\pm 20$  %, но не влияет на конечные результаты, зависящие от неизменности настройки следящего фильтра — постоянства быстродействия, степени фильтрации сигнала и счетной концентрации частиц.

**Результаты экспериментов и их обсуждение.** Исследования выполнены при  $U_0 = 10$  м/с,  $h = 3$  мм и степени турбулентности на входе в канал  $Tu_0 = 1; 2,7; 8; 18$  %. В этих условиях получены данные для двух случаев: в пограничном слое на гладкой непроницаемой пластине и при испарении и горении этанола над засыпкой. Для условий  $Tu_0 = 8$  % (при этом в центре потока степень турбулентности изменяется по длине канала в пределах  $6 \div 10$  %) проведены дополнительные опыты при  $h = 6$  мм ( $U_0 = 10$  м/с), а также измерения на расстоянии от срединной плоскости  $z = 24$  мм при  $h = 3$  мм для скорости обтекания  $U_0 = 10, 15, 20$  м/с. Минимальный шаг по продольной координате для профилей температур и скоростей  $\Delta x = 32,5$  мм.

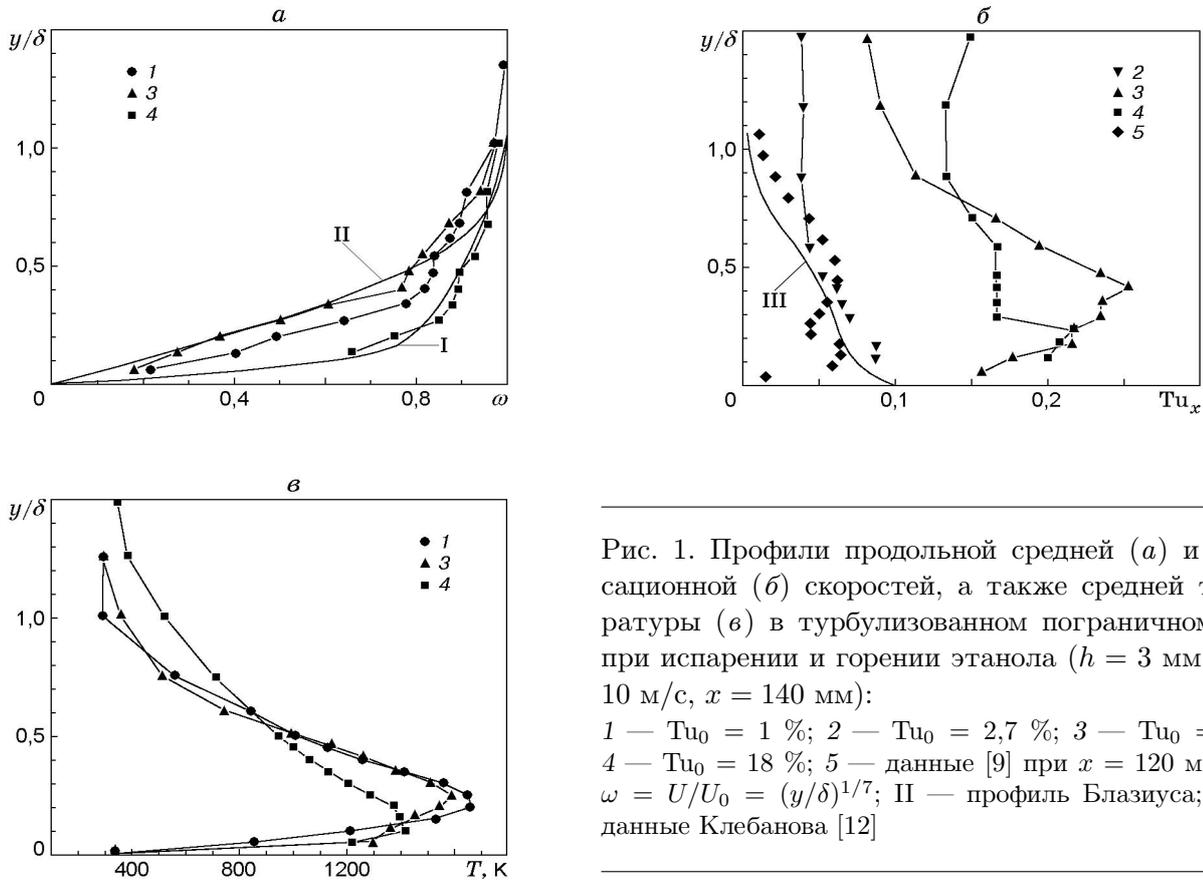


Рис. 1. Профили продольной средней (а) и пульсационной (б) скоростей, а также средней температуры (в) в турбулизованном пограничном слое при испарении и горении этанола ( $h = 3$  мм,  $U_0 = 10$  м/с,  $x = 140$  мм):

1 —  $Tu_0 = 1$  %; 2 —  $Tu_0 = 2,7$  %; 3 —  $Tu_0 = 8$  %; 4 —  $Tu_0 = 18$  %; 5 — данные [9] при  $x = 120$  мм; I —  $\omega = U/U_0 = (y/\delta)^{1/7}$ ; II — профиль Блазиуса; III — данные Клебанова [12]

Некоторые исходные данные, характерные для турбулизованного пограничного слоя с горением, приведены на рис. 1 ( $\delta = 15$  мм — расстояние от стенки, где  $(U_0 - U)/U_0 = 0,01$ , что соответствует погрешности измерений). Видно, что в условиях данных опытов толщина динамического пограничного слоя изменяется слабо. Градиент средней скорости на стенке  $(\Delta U/\Delta y)_w$  с ростом турбулентности основного течения может не только увеличиваться, но и уменьшаться. Форма профилей изменяется в широких пределах, приближаясь к расчетным данным как для турбулентного:  $\omega = U/U_0 = (y/\delta)^{1/7}$  (кривая I), так и для ламинарного (кривая II) пограничных слоев.

На рис. 1, б показано, что с увеличением значений  $Tu_0$  уровень турбулентности в пограничном слое резко возрастает. Если при  $Tu_0 = 2,7$  % он близок к уровню турбулентности в случае без горения (кривая III), то при  $Tu_0 = 8$  % достигаются наибольшие значения. Максимальное значение  $Tu_{\max} \approx 25$  % наблюдается вдали от стенки, что характерно для режима ламинарно-турбулентного перехода. Данные [9] соответствуют вдуву смеси  $H_2 + N_2$  и горению ее в воздухе ( $U_0 = 10$  м/с,  $Tu_0 = 0,7$  %) в условиях, когда динамический пограничный слой развивается выше по потоку и толще теплового ( $x_0 = -1$  м;  $\delta = 40$  мм).

На рис. 1, в показана деформация профилей температуры. С ростом  $Tu_0$  максимальные значения  $T$  уменьшаются и смещаются к стенке. Толщина теплового пограничного слоя  $\delta_t$  (ордината точки профиля температуры, где  $T = 300$  К) может в два раза превышать толщину динамического пограничного слоя  $\delta$ . По-видимому, это связано с различием плотностей взаимодействующих потоков. Порции холодного газа из основного течения глубже проникают в пристенную область, где, взаимодействуя с высокотемпературными продуктами сгорания, вызывают выбросы больших объемов нагретого газа во внешнюю

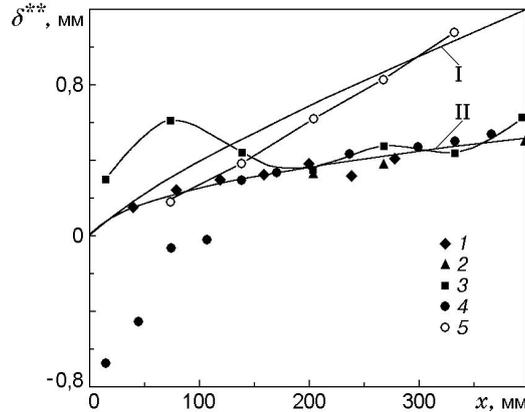


Рис. 2. Распределение толщины потери импульса по длине турбулизованного пограничного слоя в опытах с испарением и горением этанола (1–4) и без горения (5):  
 1 —  $Tu_0 = 1 \%$ ,  $h = 3$  мм; 2, 5 —  $Tu_0 = 8 \%$ ,  $h = 3$  мм; 3 —  $Tu_0 = 18 \%$ ,  $h = 3$  мм; 4 —  $Tu_0 = 8 \%$ ,  $h = 6$  мм; I — зависимость  $\delta^{**}(x)$  в стандартном турбулентном пограничном слое; II —  $\delta^{**} = 0,664(\nu x/U_0)^{0,5}$

часть пограничного слоя. Различие плотностей может также являться причиной сильной турбулизации (см. рис. 1,б).

Полученные данные позволяют определить интегральные масштабы турбулизованного пограничного слоя в условиях горения. Толщина вытеснения  $\delta^* = \int_0^{\delta_t} (1 - \rho\omega) dy$  при

турбулизации возрастает в 1,5–2 раза и может более чем в 20 раз превышать соответствующее значение для стандартного пограничного слоя (изотермическое обтекание гладкой непроницаемой стенки). На рис. 2 показано распределение толщины потери импульса

$$\delta^{**} = \int_0^{\delta} \rho\omega(1 - \omega) dy = \delta_0^{**} + \delta^{**}(x)$$

по длине канала в опытах с горением и без него. При

этом полученные данные смещены по оси ординат на величину постоянной  $\delta_0^{**}$ . В опытах без горения  $\delta_0^{**} = 0,7$  мм, производная  $d\delta^{**}/dx$  немного превышает соответствующее значение для стандартного турбулентного течения (кривая I), что согласуется с известными данными об увеличении трения в изотермическом турбулизованном пограничном слое. Видно, что при горении (точки 1–4) для всех значений  $Tu_0$  результаты измерений  $\delta^{**}(x)$  при  $x > 200$  мм близки к значениям  $\delta^{**}$  для ламинарного изотермического пограничного слоя без вдува:  $\delta^{**} = 0,664(\nu x/U_0)^{0,5}$  (кривая II). При высоком начальном уровне турбулентности ( $Tu_0 = 18 \%$ ) толщина потери импульса уменьшается на участке  $x = 75 \div 205$  мм, что отмечалось и в опытах без горения.

Авторы [13], анализируя возможность существования соотношения  $d\delta^{**}/dx < 0$  для нереагирующего пограничного слоя, не пришли к определенному выводу, так как не был известен продольный градиент давления. Используя тот же подход, что и в [13] (интегрирование уравнений Рейнольдса для двумерного случая, когда второе уравнение принимает вид  $\partial P/\partial y = -\rho \partial \nu'^2/\partial y$ ), получим соотношение импульсов для турбулентного реагирующего пограничного слоя

$$\frac{d(\delta^{**} - \Delta)}{dx} + [2(\delta^{**} - \Delta) + \delta^*] \frac{1}{U_0} \frac{dU_0}{dx} = \frac{C_F}{2} + J. \tag{1}$$

Здесь влияние турбулизации учитывается толщиной потери анизотропии

$$\Delta = \int_0^S \frac{\rho}{\rho_0} (Tu_x^2 - Tu_y^2) dy,$$

$Tu_x$  и  $Tu_y$  — степени турбулентности по продольной и поперечной компонентам скорости; интегрирование проводится в области  $0 < y < S$ , где  $Tu_x \neq Tu_y$ ;  $C_F/2$  — коэффициент трения;  $J = \rho_w v_w / (\rho_0 U_0)$  — относительный поток вещества, вдуваемого со стенки.

В рассматриваемом случае  $dU_0/dx = 0$ ,  $J = 0$ . Правая часть соотношения импульсов положительна и слабо зависит от изменения внешних условий [14]. Поэтому в случае  $d\delta^{**}/dx < 0$  соотношение (1) будет выполняться, если  $\Delta > \delta^{**}$  и  $d\Delta/dx < 0$ , т. е. при большой скорости вырождения турбулентности основного потока, когда  $Tu_x > Tu_y$  и  $dTu_0/dx < 0$ . Величина  $Tu_y$  не измерялась, поэтому соотношение  $\Delta/\delta^{**}$  неизвестно. Для стандартного нереагирующего пограничного слоя  $\Delta/\delta^{**} = 1,42 \cdot 10^{-2}$  [12]. В случае  $Tu_0 = 18\%$ , по оценкам, вблизи входа в канал  $d\delta^{**}/dx \approx d\Delta/dx$ , и выполняется соотношение  $d\delta^{**}/dx < 0$ . Однако для достоверного анализа (1) необходимо определить поля  $Tu_x(x, y)$  и  $Tu_y(x, y)$ .

Из экспериментальных данных следует, что локальные продольные градиенты степени турбулентности в пограничном слое могут находиться вдали от преграды. На рис. 3, а видно, что в пограничном слое имеется три локальных области повышенной турбулентности (в случае  $Tu_0 = 2,7\%$  две), которым соответствуют искривления на изотах  $0,4U_0$ . Их положение хорошо визуализируется участками поверхности засыпки с повышенной интенсивностью выпадения порошка, используемого для запыления основного течения. Более четко это проявляется при увеличении высоты препятствия. На рис. 3, б приведены изолинии при  $h = 6$  мм. Количество областей повышенной турбулентности увеличилось. Две

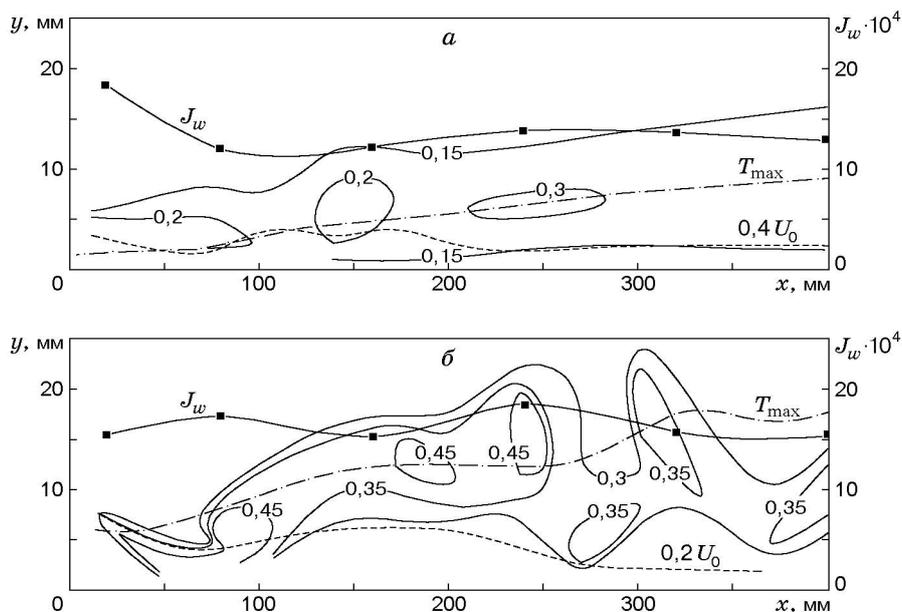


Рис. 3. Изолинии степени турбулентности (сплошные линии), средней скорости (штриховая), изотерма  $T_{\max}$  (штрихпунктирная) и безразмерная скорость выгорания этанола [6] (точки) в турбулизованном пограничном слое при  $U_0 = 10$  м/с и  $Tu_0 = 8\%$ :

а —  $h = 3$  мм; б —  $h = 6$  мм

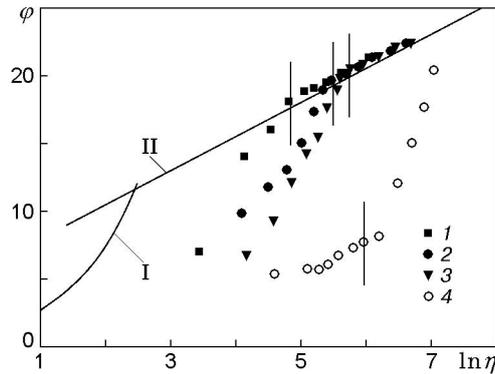


Рис. 4. Профили скорости при горении в пограничном слое ( $U_0 = 10$  м/с):  
 1 —  $h = 3$  мм,  $Tu_0 = 18\%$ ,  $x = 140$  мм; 2 —  $h = 3$  мм,  $Tu_0 = 18\%$ ,  $x = 270$  мм; 3 —  
 $h = 3$  мм,  $Tu_0 = 1\%$ ,  $x = 270$  мм; 4 —  $h = 6$  мм,  $Tu_0 = 8\%$ ,  $x = 270$  мм; I —  $\varphi = \eta$ ;  
 II —  $\varphi = (1/\chi) \ln \eta + 5,5$

из них располагаются в непосредственной близости от стенки на расстоянии  $x/h = 10 \div 15$  и  $x/h \approx 45$ . Изотаха  $0,2U_0$  дважды искривлена в направлении стенки, при этом относительная скорость выгорания  $J_w = j_w/(\rho_0 U_0)$  в окрестности этих областей увеличивается. Отмеченные особенности наблюдаются и в сечении  $z = 24$  мм. При увеличении скорости эти области растягиваются по потоку, а при  $Tu_0 = 18\%$  практически отсутствуют. Погрешность определения положения их границ в продольном направлении  $\Delta x/2 \approx 16$  мм, в поперечном — примерно 0,5 мм.

На рис. 4 показаны профили скорости в логарифмических координатах  $\varphi = \omega/(C_F/2)^{0,5}$  и  $\eta = yU(C_F/2)^{0,5}/\nu$ . Здесь  $C_F/2 = Sc^{0,6}St_d$ , т. е. использована аналогия между трением и массообменом;  $Sc$  — число Шмидта; значения  $St_d = j_w/(\rho_0 U_0 C_w)$  взяты из [6] для тех же условий опытов, что и в данной работе. Возвратное течение зарегистрировано в опытах с горением ( $U_0 = 10$  м/с,  $Tu_0 = 8\%$ ,  $h = 6$  мм) при  $x < 50$  мм. Изотерма  $T = 1000$  К пересекает область  $U < 0$ . В остальных случаях при удалении от препятствия противоток не обнаружен. В структуре турбулизованного пограничного слоя с горением выделяются две характерные области, расположенные выше и ниже координаты  $y = y_f$ , где  $T = T_{max}$  (вертикальные линии на рис. 4): 1) турбулентная внешняя часть  $y > y_f$  с логарифмическим участком, в пределах которого  $\chi = 0,4$  (этот участок увеличивается с ростом  $Tu_0$  и четко проявляется в опытах с  $Tu_0 = 18\%$ ); 2) внутренняя область  $y < y_f$ , в которой опытные данные не соответствуют кривой I, хотя, как и в известных случаях отрывных течений с горением и без него [4], в координатах  $\omega = f(y/\delta)$  они сближаются с результатами расчета для ламинарного сдвигового слоя (см. рис. 1, a). При сильном отрыве ( $U_0 = 10$  м/с,  $Tu_0 = 8\%$ ,  $h = 6$  мм) даже при  $y = 30$  мм результаты опытов лежат ниже кривой II.

**Выводы.** Проведенные исследования показали, что на структуру пограничного слоя с горением турбулизация оказывает сильное влияние. В опытах она возбуждалась и в основном течении, и в непосредственной близости от стенки за препятствием переменной высоты. Как и в опытах без горения, ее воздействие приводит к увеличению толщины теплового пограничного слоя, при этом толщина динамического пограничного слоя изменяется мало. При высоком уровне турбулентности на входе в канал и больших значениях ее продольного градиента толщина потери импульса может уменьшаться вниз по потоку. В диапазоне  $Tu_0 = 1 \div 18\%$  при  $h = 3 \div 6$  мм с удалением от входа отмечена тенденция к сближению опытных данных с результатами расчетов для трения в ламинарном пограничном слое в отсутствие турбулизации, вдува и горения.

В случае горения различие плотностей взаимодействующих газов может вызвать значительное увеличение степени турбулентности в пограничном слое. В условиях опытов для препятствия высотой  $h = 3$  мм во внешней области пограничного слоя до фронта пламени сохраняется турбулентный механизм переноса импульса. С увеличением высоты препятствия ( $h = 6$  мм) область отрыва потока распространяется на весь пограничный слой.

При распаде интенсивного вращательного движения за препятствием на расстоянии нескольких десятков его высот могут возникнуть области повторного присоединения, в которых интенсивность процессов переноса резко возрастает, и дальнейшее развитие течения происходит, как в ламинарном пограничном слое. Эти процессы могут привести к расслоению результатов измерений характеристик тепло- и массообмена [15]. К косвенным признакам повторных присоединений течения можно отнести локальные искривления линий равных скоростей, наличие ограниченных по длине областей повышенной степени турбулентности и участков поверхности с увеличенным тепло- и массообменом и выпадением из потока дисперсной фазы. Существование подобных крупномасштабных стационарных неоднородностей имеет значение для построения физической модели турбулизованного пристенного течения, а также для анализа процессов горения в прямоточном воздушно-реактивном двигателе и других энергетических установках.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **Turner A. B.** Local heat transfer measurements on a gas turbine blade // *J. Mech. Engng Sci.* 1971. V. 13, N 1. P. 1–12.
2. **Дыбан Е. П., Эпик Э. Я., Юшина Л. Е.** Теплообмен на продольно обтекаемой пластине при наличии отрыва и турбулизации внешнего потока // *Пром. теплотехника.* 1995. Т. 17, № 1/3. С. 3–12.
3. **Castro I. P., Naque A.** The structure of shear layer bounding separation region. Pt 2. Effects of free-stream turbulence // *J. Fluid Mech.* 1988. V. 192. P. 577–595.
4. **Итон Дж. К., Джонстон Дж. П.** Обзор исследований дозвуковых присоединяющихся течений // *Ракет. техника и космонавтика.* 1981. Т. 19, № 10. С. 7–19.
5. **Шульте Г.** Изучение регрессии горючего и стабилизации пламени при работе твердотопливных прямоточно-воздушных реактивных двигателей // *Ракет. техника и космонавтика.* 1987. № 4. С. 118–123.
6. **Бояршинов Б. Ф.** Некоторые особенности тепло- и массопереноса при обтекании поверхности турбулизированным воздушным потоком // *ПМТФ.* 2000. Т. 41, № 4. С. 124–130.
7. **Thole K. A., Bogard D. G.** High free-stream turbulence effects on turbulent boundary layers // *Trans. ASME. J. Fluids Engng.* 1996. V. 118. P. 276–284.
8. **Бурико Ю. Я., Лебедев А. Б.** Исследование турбулентного смешения и диффузионного горения струи в канале // *Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа.* 1980. № 4. С. 25–33.
9. **Ueda T., Mizomoto M., Ikai S., Kobayashi T.** Velocity and temperature fluctuations in a flat plate boundary layer diffusion flame // *Combust. Sci. Technol.* 1982. V. 27. P. 133–142.
10. **Дубнищев Ю. Н., Ринкевичюс Б. С.** Методы лазерной доплеровской анемометрии. М.: Наука, 1982.
11. **А. с. 748799 СССР, МКИ<sup>2</sup> H 03 D 13/00; G 01 S 9/24; H 03 B 3/04.** Следящий фильтр-демодулятор / В. И. Титков, Я. Я. Томсонс (СССР). № 2565595/18-09; Заявл. 05.01.78; Оpubл. 25.07.80, Бюл. № 26.
12. **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974.

13. **Ames F. E., Moffat R. J.** Heat transfer with high intensity, large scale turbulence: the flat plate turbulent boundary layer and the cylindrical stagnation point: Report / Stanford Univ. N HMT-44. Stanford, California, 1990.
14. **Иевлев В. М.** Некоторые вопросы гидродинамической теории теплообмена при течении газа // Докл. АН СССР. 1952. Т. 87. С. 21–24.
15. **Бояршинов Б. Ф.** К анализу опытных данных по тепло- и массообмену в пограничном слое // Физика горения и взрыва. 1998. Т. 34, № 2. С. 73–81.

*Поступила в редакцию 16/V 2001 г.*

---