

УДК 532.525.6

## ТЕПЛООБМЕН В ТУРБУЛЕНТНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ ПРИ НАЛИЧИИ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО ГРАДИЕНТА ДАВЛЕНИЯ

Э.Я. Эпик

*Национальный технический университет Украины  
«Киевский политехнический институт»*

Представлены результаты экспериментального исследования локального теплообмена в турбулентном пограничном слое, развивающемся на плоской пластине при наличии продольного положительного градиента давления ( $P=-0,78$ ) и повышенной турбулентности внешнего потока ( $Tu=12-6\%$ ). Установлена интенсификация теплообмена под воздействием каждого из двух указанных факторов. Для отдельной оценки их влияния на теплообмен предложены соответствующие уравнения подобия. Подтвержден нелинейный характер взаимодействия возмущающих эффектов различной природы.

### 1. Введение

В виду широкого распространения в различных технических приложениях (течения в каналах с переменным сечением, в проточной части турбомашин и компактных теплообменников, за препятствиями, отрывами и т.п.), исследования процессов переноса при наличии продольных градиентов давления привлекают внимание теоретиков и практиков. Как правило, такие процессы протекают при повышенной степени турбулентности. Поэтому на развитие пограничных слоев (ПС) оказывают воздействие оба указанных выше фактора.

Для оценки влияния повышенной степени турбулентности ( $Tu>0$ ) на локальный теплообмен в турбулентном ПС в случае отсутствия градиента давления ( $dP/dx=0$ ) при  $Re_x = const$  в [1] была рекомендована эмпирическая зависимость, подтвержденная в более поздних исследованиях [2]:

$$St_{0T} / St_{00} = (1 + 3Tu - 6Tu^2), \quad (1)$$

где  $St_{00} = 0.03 Re_x^{-0.2} Pr^{-0.4}$  - безразмерный коэффициент теплоотдачи в «стандартном» турбулентном ПС при  $dP/dx=0$  и  $Tu=0$  [3],  $St_{0T}$  - число Стэнтона при  $dP/dx=0$  и  $Tu>0$ ,  $St_{0T}/St_{00}$  - интенсификация теплообмена за счет влияния внешней турбулентности при  $dP/dx=0$ . Нетрудно убедиться, что в воздушной среде ( $Pr=0.71$ )

$$St_{00} = 0.0344 Re_x^{-0.2}. \quad (2)$$

В то же время вопрос о влиянии градиента давления на интенсивность теплообмена в ТПС до сих пор остается открытым как в случае низкой ( $Tu\sim 0$ ), так и повышенной ( $Tu>0$ ) турбулентности.

Мощное развитие вычислительной техники привело к явному превалированию численных исследований над экспериментом. причем большинство расчетных работ посвящено моделированию процессов переноса импульса на основе моделей турбулентности. Переход к характеристикам теплового ПС осуществляется традиционным путем с помощью турбулентного числа Прандтля, выбор которого зачастую проводится априори без достаточных физических обоснований.

Поиски соответствующих экспериментальных данных привели в основном к публикациям второй половины прошлого столетия, некоторые из которых будут цитироваться ниже.

В потоках с отрицательным градиентом давления ( $dP/dx < 0$ ) в виду общей тенденции к ламинаризации течения вследствие ослабления турбулентности наблюдается снижение теплообмена. Например, в [4] показано, что:

$$St_{p0} = St_{00} (1 - 165K / St_{00}), \quad (3)$$

где  $K = \frac{\nu}{U_e^2} \frac{dU_e}{dx}$  - параметр ускоренности.

В потоках с положительным градиентом давления ( $dP/dx > 0$ ) в виду общей тенденции к отрыву имеет место нарушение аналогии Рейнольдса. Существенный рост гидродинамического ПС приводит к тому, что тепловой ПС оказывается утопленным в нем. Для обобщения опытных данных часто используются критерии, учитывающие не только градиент скорости внешнего потока, но и параметры самого ПС.

Так, при  $Re^{**} = U_e \delta^{**} / \nu = const$  убывание коэффициента трения достигает более 2 раз при значении параметра аэродинамической кривизны  $f = \frac{\delta^{**}}{U_e} \frac{dU_e}{dx} = -3.10^{-3}$  и описывается линейной зависимостью [5]:

$$C_{fp0} / C_{f00} = 1 + 177f. \quad (4)$$

Фактор аналогии Рейнольдса часто связывается с параметром градиентности  $\beta$ . Например, в [6] показано, что:

$$\frac{St_{p0}}{C_{fp0} / 2} = Pr^{-0.57} (1 + \beta^{0.885}). \quad (5)$$

Как следует из уравнения (5), фактор аналогии Рейнольдса возрастает  $\sim$  в 4.6 раза при  $\beta = -f \frac{H}{C_f / 2} = 12$ , в основном, за счет уменьшения коэффициента трения.

Анализ экспериментальных данных свидетельствует, что использование локальной скорости  $U_e = f(x)$  при определении  $St$  и  $Re_x$  в уравнении (2) не позволяет рассчитать локальный теплообмен при  $dP/dx > 0$  с достаточной точностью.

В [7] показано, что консервативность закона теплообмена

$$St_{00} = 0.0144 Re_T^{**-0.25} \quad (6)$$

подтверждается только в том случае, если число Рейнольдса  $Re_T^{**} = U_T \theta / \nu$  определяется по скорости  $U_T$  на внешней границе теплового, а не гидродинамического ПС. При использовании скорости внешнего потока  $U_e$  коэффициенты теплоотдачи имеют более низкие значения, чем рассчитанные по уравнению (6).

В [8] предпринята попытка универсализации данных по теплообмену в потоках с умеренными как положительными, так и отрицательными градиентами давления. При  $Re_x = const$  работоспособной оказывается зависимость

$$St_{P0} = St_{00} (1 + P)^{-0.212}, \quad (7)$$

в которую входит параметр давления

$$P = \frac{x}{U_e} \frac{dU_e}{dx}. \quad (8)$$

Нетрудно показать, что при степенном законе изменения скорости внешнего потока

$$U_e / U_0 = x^m \quad (9)$$

параметр  $P$  сохраняется постоянным на всей протяженности исследуемой поверхности, т.е. соблюдается условие

$$P = m = const. \quad (10)$$

В виду ограниченности информации по теплообмену в турбулизованных потоках при наличии продольного градиента давления, нами были продолжены экспериментальные исследования в этом направлении. Ниже дан сравнительный анализ и проведено обобщение результатов двух серий экспериментов по теплообмену в турбулентном ПС при  $dP/dx=0$  и  $dP/dx>0$  в случае  $Tu>0$ .

## 2. Краткое описание установки и техники измерений

Эксперименты проводились на плоской пластине длиной 800 мм, установленной в аэродинамической трубе Т-5 сечением  $120 \times 120 \text{ мм}^2$  по общепринятой в аналогичных исследованиях методике [1], основанной на сочетании техники термоанемометрии и электрокалориметрии. Пластина имела скругленную входную кромку и необогреваемый участок протяженностью 30 мм. Отсчет текущей координаты  $x$  проводился по длине пластины от начала обогрева. При  $x=0$  скорость потока составляла  $U_0 \sim 10 \text{ м/с}$ . Опыты были проведены в диапазоне  $Re_x = U_0 x / \nu = (6-430) \cdot 10^3$

Турбулентность генерировалась перфорированной 20-ью отверстиями шайбой, установленной перед входным конфузуром. Продольный положительный градиент давления создавался углом раскрытия верхней крышки рабочего участка на угол  $6^\circ$  при  $x=0-340 \text{ мм}$  и на угол  $12^\circ$  на остальной протяженности пластины. Температура поверхности пластины измерялась 99-ью термопарами, граничные условия были  $q_w \sim const$ .

### 3. Результаты экспериментального исследования

#### 3.1. Характеристика внешнего потока

Изменение турбулентности внешнего потока оценивалось по продольной компоненте пульсаций скорости  $u'$ , вырождение энергии которой описывалось в традиционной форме:

$$\frac{1}{Tu^2} = \frac{U_0^2}{u_e'^2} = A(x + x')^m, \quad (11)$$

где  $A=240$ ,  $m=1.4$ ,  $x'=0.4$  м. Напомним, что  $U_0$ - скорость внешнего потока при  $x=0$ . Таким образом, уравнение (11) позволяет оценить абсолютные значения кинетической энергии пульсаций, отнесенные к начальной скорости.

Как видно из рис.1, по длине пластины степень турбулентности, определенная как  $Tu = u_e'/U_0$ , убывала от 12.2 % до 6% при  $x=0$  и 0.71 м соответственно.

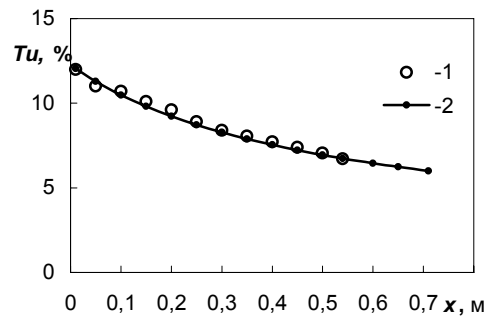


Рис.1. Затухание внешней турбулентности:  
1 - опытные точки; 2 - расчет по уравнению (11).

Распределение во внешнем потоке скорости  $U_e/U_0=f(x)$  свидетельствует о том, что оно не следует степенному закону (9). Этот факт, в свою очередь, приводит к тому, по длине пластины параметр давления  $P$  изменяется, а не сохраняется постоянным. Как показывают опытные данные, представленные на рис.2, по характеру изменения  $P$  можно выделить три зоны:

- в первой из них при  $x < 0.075$  м течение является безградиентным ( $P=0$ );
- во второй зоне при  $x=0.075-0.34$  наблюдается умеренное изменение  $P$  от 0 до  $-0.3$ ;
- в третьей зоне при  $x=0.34-0.71$  м имеет место существенное изменение  $P$  от  $-0.3$  до  $-0.78$ .

Распределения  $U_e/U_0=f(x)$  и  $P=f(x)$  полностью соответствуют конфигурации верхней крышки рабочего участка и отражают изменение угла ее наклона по длине рабочего участка.

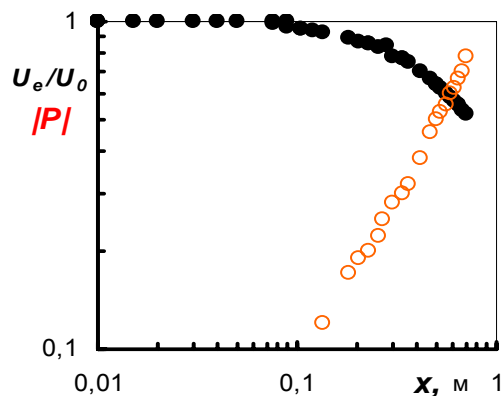


Рис.2. Распределение скорости и параметра давления во внешнем потоке:  
 1 –  $U_e/U_0$ ; 2 –  $P$ .

### 3.2. Особенности структуры динамического и и теплового пограничных слоев

Турбулизация потока и положительный градиент давления вызывают существенные изменения как интегральных характеристик ПС (рис.3), так и его внутренней структуры (рис.4).

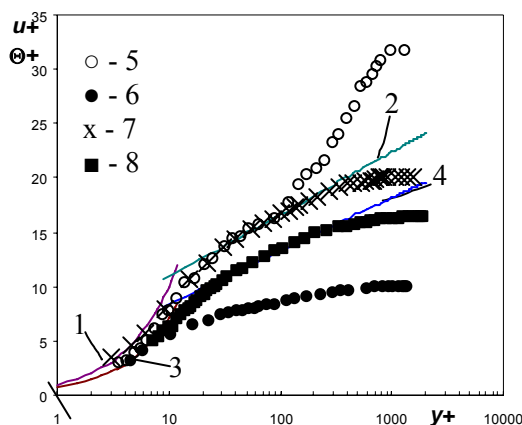


Рис.3. Профили скорости (5, 7) и температуры (6, 8) при  $Tu > 0$ :  
 1 –  $u^+ = y^+$ ; 2 – ур-ние (12); 3 –  $\theta^+ = Pr y^+$ ; 4 – ур-ние (13);  
 5, 6 – опытные данные при  $dP/dx > 0$ ; 7, 8 – то же при  $dP/dx = 0$ .

Оба фактора однонаправленно влияют только на рост характерных толщин ПС. Так, при  $Tu=7\%$  и  $dP/dx=0$  в сечении  $x=0.465$  м толщины динамического ПС и потери импульса были выше ~ в 1.9 и 1.15 раза, чем при  $Tu=0$ . При этом тепловой ПС был толще гидродинамического, а отношение всех толщин сохранялось практически постоянным и соответствовало  $\delta^{**}/\theta=0.87$ .

При  $Tu=6.3\%$  и  $dP/dx > 0$  в сечении  $x=0.625$  м толщины динамического ПС и потери импульса были выше ~ в 3.5 и 4.7 раза, чем при  $Tu=0$  и  $dP/dx=0$ . Тепловой ПС оказался полностью утопленным в гидродинамическом ( $\delta^{**}/\theta=3.56$ ).

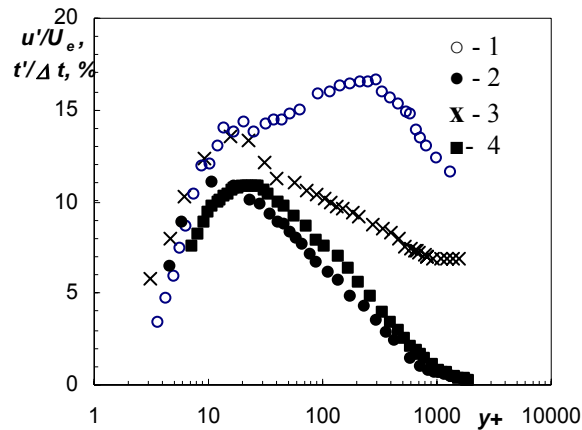


Рис.4. Пульсации скорости (1, 3) и температуры (2, 4):  
1, 2 – опытные данные при  $dP/dx > 0$ ; 3, 4 – то же при  $dP/dx = 0$ .

Оба фактора разнонаправленно влияют на другие интегральные характеристики ПС. При существенном росте  $Tu$  при  $dP/dx = 0$  значения форпараметров уменьшаются ( $H = H_T = 1.2$ ), тогда как при  $dP/dx > 0$  они, наоборот, возрастают ( $H = H_T = 1.8$ ).

Как видно из рис.3 (точки 7 и 8), при  $dP/dx = 0$  и  $Tu > 0$  в ПС существует область действия логарифмических законов, в которой распределение скорости и температуры определяется по известным зависимостям (см., напр., [1], [2]):

$$u^+ = 2.5 \ln y^+ + 5.1, \quad (12)$$

$$\theta^+ = 2.12 \ln y^+ + 3.5, \quad (13)$$

где  $u^+ = U / u^*$ ,  $\theta^+ = (t_w - t) / t^*$ ,  $y^+ = y u^* / \nu$ .

Основные изменения претерпевает внешняя часть ПС, в которой становятся отрицательными значения параметров следа: в динамическом слое  $\Pi = -0.28$  и в тепловом слое  $\Pi_T = -0.44$ .

При  $dP/dx > 0$  и  $Tu > 0$  (рис.3, точки 5 и 6) в динамическом ПС область действия логарифмического закона сохраняется, однако параметр следа становится положительным:  $\Pi = 1.8$ . При этом профиль температуры полностью отклоняется от уравнения (13), что связано с существенным увеличением турбулентного числа Прандтля, которое по предварительной оценке достигает  $\sim 2.3$ .

Указанные изменения (рис.4) сопровождаются появлением второго мощного максимума пульсаций скорости вблизи внешней границы ПС, тогда как в распределениях температурных пульсаций явные изменения не наблюдаются. Высокие коэффициенты корреляции пульсаций температуры и скорости (порядка 0.85) имеют место при  $y^+ \sim 13-14$  в области первого максимума пульсаций скорости, что характерно также и для турбулентного ПС при  $dP/dx = 0$ .

### 3.3. Локальный теплообмен

Полученные в настоящем исследовании данные подтверждают рост коэффициентов теплоотдачи при  $Tu > 0$  и  $dP/dx = 0$  на  $\sim 28$  и  $16\%$  в указанном выше диапазоне  $Re_x$  за

счет убывания  $Tu$  по длине пластины (линия 2 на рис.5). При  $dP/dx > 0$  и  $Tu > 0$  также наблюдается осязаемый рост теплоотдачи, достигающий  $\sim 18\%$  при  $P = -0.78$  (отвал опытных точек от линии 2 при  $x > 0,34$  м с ростом  $dP/dx$ ). При  $Re_x = 2.3 \cdot 10^5$  суммарная интенсификация теплообмена за счет влияния обоих факторов достигает  $\sim 36\%$ .

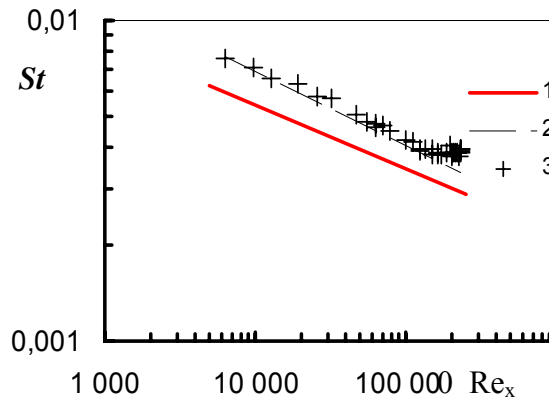


Рис.5. Изменение локальных коэффициентов теплоотдачи по длине пластины: 1 и 2 – расчет по уравнениям (2) и (1); 3 – опытные данные при  $Tu > 0$  и  $dP/dx > 0$ .

Механизм интенсификации теплообмена при  $dP/dx > 0$  связан, по нашему мнению, с усилением локальной турбулентности вблизи внешней границы динамического ПС. Следует отметить, что в рамках настоящего исследования не представляется возможным связать это явление с продольным градиентом давления. Поэтому для разделения влияния  $Tu$  и  $dP/dx$  при обобщении опытных данных использовалась комбинация зависимости (1) с модифицированной зависимостью (7):

$$St_{PT} = St_{00} (1 + 3Tu - 6Tu^2)(1 + P)^{-n}, \quad (14)$$

в которой в первом приближении

$$n = 1.73Tu - 0.212. \quad (15)$$

Использование зависимостей (14) и (15) позволило с погрешностью до 3% описать полученные экспериментальные данные.

Уравнение (15) подтверждает нелинейный характер взаимодействия возмущающих эффектов различной природы (в данном случае внешней турбулентности и градиента давления). Наличие турбулизации потока ослабляет влияние продольного положительного градиента давления на теплообмен, что имеет место в проточной части теплоэнергетического оборудования.

#### 4. Заключение

Эмпирические методы расчета не требуют таких больших затрат труда и времени, как численное моделирование, но позволяют оценить реальный ход сложного процесса переноса. Они могут быть успешно использованы в качестве экспресс-метода, предшествующего численному моделированию, что позволит не только избежать физических казусов, но и при необходимости ввести дополнительные данные для улучшения использованных моделей.

Полученные на основе экспериментальных данных уравнения подобия (14) и (15) позволяют провести расчеты локального теплообмена в турбулизированном потоке с положительным градиентом давления и оценить интенсификацию теплообмена под влиянием каждого из исследованных факторов.

### Условные обозначения

$C_f$  – коэффициент трения;  
 $q$  – тепловой поток, Вт/м<sup>2</sup>;  
 $Tu$  – степень турбулентности, %;  
 $t, t'$  – температура, пульсация температуры, °С;  
 $\Delta t, t^*$  – температурный напор, динамическая температура, °С;  
 $U, u^*, u'$  – скорость, скорость трения, продольная пульсация, м/с;  
 $x, y$  – продольная и нормальная координаты, м;  
 $\delta^{**}, \theta$  – толщина потери импульса или энтальпии, м.  
Индексы:  
 $e$  – внешнее течение;  
 $0$  –  $Tu=0; dP/dx=0; x=0$ ;  
 $P$  –  $dP/dx > 0$ ;  
 $T$  –  $Tu > 0$ , тепловой  
 $w$  – стенка.

### Литература

- [1] Дыбан Е.П., Эпик Э.Я. Тепломассообмен и гидродинамика турбулизированных потоков. - Киев: Наукова думка, 1985. - 296 с.
- [2] Barret M.J., Holligsworth D.K. Heat transfer in turbulent boundary layer subjected by free-stream turbulence // Transactions of ASME.- 2003.- Vol.125. - P.232-240.
- [3] Себиси Т., Брэдшоу П, Конвективный теплообмен. - М.: Мир, 1985.- 590 с.
- [4] Кейс В.М. Конвективный тепло- и массообмен. - М.: Энергия, 1972.- 446 с.
- [5] Кашинский О.Н. Поверхностное трение в турбулентном пограничном слое с положительным градиентом давления // Известия АН СССР.- 1975. -№3. - С.1-20.
- [6] Дыбан Е.П., Эпик Э.Я. Тепловой пограничный слой и теплообмен в турбулизированных потоках с продольным градиентом давления // Промтеплотехника.- 1989.- Т.11, №6. - С.40-49.
- [7] Леонтьев А.И., Шишов Е.В., Белов В.М., Афанасьев В.Н. Средние и пульсационные характеристики теплового турбулентного пограничного слоя и теплообмен в диффузорной части // Тепломассообмен-У.- Минск: ИТМО АН БССР – ИФТПЭ АН Лит. ССР, 1976.- Т.1, ч.1.- С.77-86.
- [8] Mohanty A., Prasad B. Experimental study of heat transfer from pressure gradient surfaces// Experimental Thermal and Fluid Science. - 1991.- Vol. 4. - P.44-55.