

**ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ С ПОЛОЖИТЕЛЬНЫМ
ГРАДИЕНТОМ ДАВЛЕНИЯ НА ПРОНИЦАЕМОЙ ПОВЕРХНОСТИ
В НЕИЗОТЕРМИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ**

Э. П. ВОЛЧКОВ, П. В. НИКИТИН

(Новосибирск)

Известно, что продольный градиент давления может оказывать сильное влияние на закон трения и характеристики динамического турбулентного пограничного слоя. Тепловой же и диффузионный пограничные слои более консервативны к воздействию градиента давления, и поэтому методы их расчета в большинстве случаев основаны на гипотезе о консервативности законов теплообмена к продольному градиенту давления [1]. Эта гипотеза подтверждается экспериментальными данными [2, 3] по теплообмену на непроницаемой поверхности в турбулентном потоке с положительным градиентом давления в условиях, близких к изотермическим. Однако такого рода исследования в неизотермических условиях практически отсутствуют.

В данной статье дается приближенный теоретический анализ теплообмена в турбулентном пограничном слое неизотермического потока с положительным градиентом давления. Приводятся экспериментальные результаты. Экспериментальное исследование проводилось в выгорающем графитовом диффузоре как без вдува, так и с вдувом инертного газа через стенку.

1. Теплообмен в неизотермическом турбулентном потоке с градиентом давления. Из выражения для турбулентного потока тепла

$$q_T = -c_p \rho \langle v' T' \rangle$$

при $Pr = Pr_T \approx 1$ и равенстве гидродинамического и теплового путей смешения $l \approx l_T$ можно получить следующее соотношение для коэффициента теплообмена:

$$(1.1) \quad St q^* = \left(\frac{l}{\delta} \right)^2 \frac{\rho}{\rho_0} \frac{\partial \omega}{\partial \xi} \frac{\partial \theta}{\partial \xi}, \quad St = \frac{q_w}{c_p \rho_0 U (T_w - T_0)}$$

$$\omega = u / U, \quad \xi = y / \delta, \quad \theta = (T_w - T) / (T_w - T_0)$$

Здесь δ — толщина пограничного слоя, ξ — относительное расстояние от стенки, ω , θ — соответственно относительная скорость и температура, q_w — плотность теплового потока на стенке.

Используем далее, как и в [1], допущение о том, что относительное распределение плотности теплового потока по сечению пограничного слоя $q^* = q/q_w$ не зависит от продольного градиента давления $q^* = \tau_0^*$, и модель логарифмического пограничного слоя с законом распределения длины пути смешения

$$l^* = l / \delta = \kappa \xi \sqrt{\tau_0^*}$$

Тогда зависимость (1.1) может быть приведена к виду

$$(1.2) \quad St = \kappa^2 \xi^2 \frac{\rho}{\rho_0} \frac{\partial \omega}{\partial \xi} \frac{\partial \theta}{\partial \xi}$$

Выражение (1.2) отличается от полученного в [1] для квазиизотермического турбулентного пограничного слоя в диффузорной области только от-

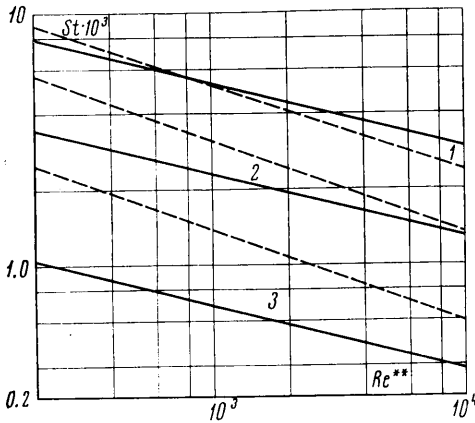
ношением плотностей. Распределение плотности по сечению пограничного слоя определяется в соответствии с уравнением состояния идеального газа

$$(1.3) \quad \rho_0 / \rho = T / T_0 = \psi - (\psi - 1)\vartheta, \quad \psi = T_w / T_0$$

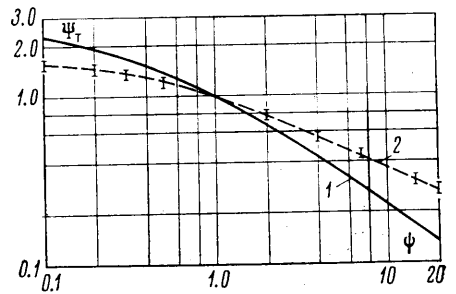
Для профиля скорости в турбулентном ядре пограничного слоя принимаем степенную аппроксимацию

$$(1.4) \quad \omega = \xi^n$$

где показатель степени n зависит от величины градиента давления и, как



Фиг. 1



Фиг. 2

показано в [1], для предельного профиля скоростей в сечении отрыва пограничного слоя $n=0.43$.

Интегрируя уравнение (1.2) с учетом соотношений (1.3) и (1.4) от границы вязкого подслоя $\xi = \xi_1$, $\vartheta = \vartheta_1$ до внешней границы пограничного слоя $\xi = 1$, $\vartheta = 1$, получаем выражение для числа Стантона

$$(1.5) \quad St = \frac{\kappa^2 n^2}{\psi - 1} \xi_1^n \frac{\ln[\psi - (\psi - 1)\vartheta_1]}{1 - \xi_1^n}$$

Относительная температура на границе вязкого подслоя может быть определена из соотношения

$$(1.6) \quad \vartheta_1 = \alpha y_1 / \lambda = St Pr Re^{**} (\delta / \delta^{**}) \xi_1$$

где δ^{**} — толщина потери импульса.

Для определения коэффициента теплообмена по формулам (1.5) и (1.6) необходимо знать толщину вязкого подслоя. Найдем ее из условия непрерывности степенного профиля скорости в турбулентном ядре (1.4) и пристенного профиля, который получается интегрированием уравнения импульсов по сечению вязкого подслоя [1].

$$(1.7) \quad \omega_1 = \xi_1^n = Re^{**} \frac{\delta}{\delta^{**}} \left(\frac{c_f}{2} \xi_1 - \frac{\delta f}{2\delta^{**}} \xi_1^2 \right), \quad f = \frac{\delta^{**}}{U} \frac{dU}{dx}$$

Здесь коэффициент трения и приведенная толщина потери импульса в общем случае находятся с учетом влияния градиента давления и неизотермичности. Аппроксимационные зависимости для них, например, от

форм-параметра Бури – Лойцянского $\Gamma = 2f/c_{f_0}$ для изотермических условий приводятся в работе [4].

Рассмотрим в частном случае теплообмен в области отрыва пограничного слоя ($c_f \approx 0$, $\omega = \xi^{0.43}$). Зависимость критического значения параметра градиента давления f_* от неизотермичности можно принять в виде [1]

$$(1.8) \quad f_*/f_{*0} = 1/\psi, \quad \psi > 1; \quad f_*/f_{*0} = \psi^{-0.8}, \quad \psi < 1$$

где в изотермических условиях $f_{*0} = -0.01$.

Для рассматриваемых условий совместное решение уравнений (1.5)–(1.7) дает следующую зависимость коэффициента теплообмена в области отрыва от числа Рейнольдса и параметра неизотермичности

$$(1.9) \quad St = \frac{2.96 \cdot 10^{-2} \ln[\psi - (\psi - 1) St Pr Re^{**0.36} (\delta^{**}/\delta)_*^{0.28} (-f_*/2)^{-0.64}]}{\psi - 1} \frac{1}{Re^{**0.27} (\delta^{**}/\delta)_*^{-0.54} (-f_*/2)^{0.27} - 1}$$

На фиг. 1 дается сопоставление коэффициента теплообмена для течения без градиента давления (сплошные линии)

$$(1.10) \quad St = \frac{0.0128}{Re^{**0.25} Pr^{0.75}} \Psi_T, \quad \Psi_T = \left(\frac{2}{\sqrt{\psi + 1}} \right)^2$$

и коэффициента теплообмена в области отрыва (пунктирные линии), рассчитанного по формуле (1.9). Как видно, в условиях, близких к изотермическим ($\psi \approx 1$, линии 2), в области отрыва происходит некоторая интенсификация теплообмена. При охлаждении стенки ($\psi < 1$, линии 1) это влияние уменьшается, а при интенсивном нагреве стенки ($\psi \gg 1$, линии 3) коэффициент теплообмена в области отрыва значительно выше, чем при безградиентном обтекании в тех же температурных условиях.

С использованием результатов, представленных на фиг. 1, можно выделить влияние только неизотермичности на теплообмен в области отрыва пограничного слоя. При этом относительную функцию теплообмена представим в виде $\Psi_T = (St/St_0)_{f=f_*}$, где St_0 – число Стантона в области отрыва при $\psi \rightarrow 1$.

На фиг. 2 дается сравнение влияния неизотермичности на теплообмен в безградиентном потоке (линия 1) и в области отрыва при тении с положительным градиентом давления (линия 2). Относительный коэффициент теплообмена Ψ_T в области отрыва практически не зависит от числа Рейнольдса. На фигуре приведен интервал расслоения расчетов при изменении Re^{**} от $2 \cdot 10^2$ до 10^4 . Из сравнения расчетных зависимостей видно, что в области отрыва влияние фактора неизотермичности на коэффициент теплообмена меньше, чем для потоков без градиента давления.

2. Экспериментальное исследование теплообмена в коническом диффузоре. Опыты проводились на аэродинамическом стенде с индукционным нагревом графитовых каналов, описание которого дается в работах [5, 6]. Экспериментальный участок представлял собой осесимметричный диффузор с углом раскрытия 8° . Входной внутренний диаметр канала 24 мм, длина 130 мм, толщина стенки 8 мм. Графитовая стенка канала разогревалась индуктором высокочастотной установки до температур $T_w = 1800 - 2000^\circ \text{K}$.

В качестве основного потока использовался воздух с температурой $T_0 = 290^\circ \text{K}$. Массовая скорость основного потока на входе $\rho_+ u_+ = 103 - 161 \text{ кг/м}^2 \cdot \text{сек}$. Профилированный вход в канал со степенью сужения 25 : 1 обеспечивал равномерный профиль скоростей на входе в диффу-

зор. Измерение скорости в ядре потока проводилось охлаждаемым комбинированным насадком Прандтля.

Методика проведения опытов аналогична изложенной в работах [5, 6]. Для исключения возможности выгорания поверхности рабочего участка во время разогрева и по окончании опыта в канал подавался инертный газ. Продолжительность опытов изменялась от 45 до 180 сек. После опыта канал разрезался на секции по 10 мм. Толщина выгоревшего слоя, по которой рассчитывалась локальная интенсивность химической эрозии j_c , измерялась на компараторе.

Экспериментальное значение диффузионного числа Стантона определялось по измеренным величинам интенсивности выгорания и локальным значениям скорости в ядре потока

$$(2.1) \quad St = j_c / \rho_0 U b_{1c}$$

где параметр проницаемости $b_{1c} = 0.173$ характеризует интенсивность химической эрозии графита в потоке воздуха [5, 6].

Значение диффузионного числа Рейнольдса $Re_g^{**} = \rho_0 U \delta_g^{**} / \mu_0$ определялось из интегрального соотношения диффузии

$$(2.2) \quad \frac{d Re_g^{**}}{dX} + \frac{Re_g^{**}}{\Delta K} \frac{d(\Delta K)}{dX} + \frac{Re_g^{**}}{R} \frac{dR}{dX} - \frac{J_w}{\rho_0 U} Re_1 = \\ = \frac{-\rho D_{12} (\partial K_i / \partial y)_w}{\rho_0 U \Delta K} Re_1$$

которое с учетом граничного условия для потока i -го компонента на реагирующей поверхности $j(i)_w = -\rho D_{12} (\partial K_i / \partial y)_w + J_w K(i)_w$ для углерода может быть записано в виде

$$(2.3) \quad Re_g^{**} = (\mu_0 R b_{1c})^{-1} (1 + b_1) \int_0^x R j_c dx$$

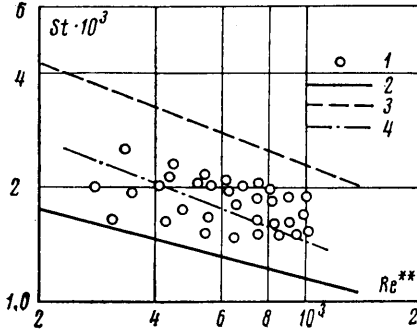
Здесь J_w — суммарный поперечный поток вещества на стенке, определяемый как химической эрозией, так и вдувом газа через стенку, $b_1 = J_w / \rho_0 U St$ — суммарный параметр проницаемости, R — текущий радиус, $X = x / D_+$ — относительная координата, $Re_+ = \rho_0 U D_+ / \mu_0$ — число Рейнольдса, $\Delta K = K(i)_w - K(i)_0$, где $K(i)$ — обобщенная концентрация i -го элемента.

Сначала были проведены опыты по исследованию влияния неизотермичности на теплообмен в потоке с положительным градиентом давления. В этих условиях стенка диффузора выполнялась из плотного графита ($\rho_c = 1860 \text{ кг/см}^3$). Число Рейнольдса, рассчитанное по параметрам на входе в диффузор, изменялось от $1.5 \cdot 10^5$ до $2.4 \cdot 10^5$. При этом параметр градиента давления соответственно изменялся от $f = -2.3 \cdot 10^{-4}$ до $-1.4 \cdot 10^{-4}$ и при значении фактора неизотермичности $\psi = 7.5$ не превышал 20% критического значения ($f_c \approx -1.3 \cdot 10^{-3}$), при котором происходил отрыв пограничного слоя.

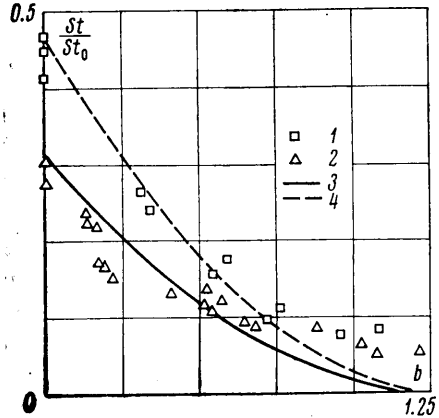
Результаты опытов в форме зависимости диффузионного числа Стантона от числа Рейнольдса представлены на фиг. 3. На этой же фигуре приводятся расчеты коэффициента теплообмена, в которых принималась аналогия процессов теплообмена и массообмена. Расчет для условий опытов по формулам (1.5) — (1.7) проводился с использованием среднего значения форм-параметра $\langle f \rangle = -1.9 \cdot 10^{-4}$. По этому значению f находился приведенный параметр Бури — Лойцянского Γ , по которому вычислялись локаль-

ные значения коэффициента трения и показатель степени профиля скорости [4]. Данные на фиг. 3 соответствуют следующим условиям: 1 — опыты при $f = -(1.4-2.3) \cdot 10^{-4}$, $\psi \approx 7.5$; 2 — расчет по формуле (1.10) при $f=0$; 3 — расчет по формуле (1.9) при $f=f_0 = -1.3 \cdot 10^{-3}$; 4 — расчет по формулам (1.5), (1.6) и (1.7) при $\langle f \rangle = -1.9 \cdot 10^{-4}$.

Видно, что опытные данные располагаются выше закона теплообмена для безградиентного обтекания, что согласуется с выводами теоре-



Фиг. 3



Фиг. 4

тического анализа о более слабом влиянии неизотермичности на теплообмен в потоке с положительным градиентом давления.

На следующем этапе исследовалось влияние вдува азота на теплообмен при градиентном течении в таких же температурных условиях ($\psi \approx 7.5$). В этом случае диффузор выполнялся из пористого графита (пористостью $\sim 50\%$). Опыты проводились при постоянной скорости воздушного потока на входе в диффузор ($Re_+ \approx 1.9 \cdot 10^5$). Через выгорающую пористую стенку в пограничный слой вдувался азот. Поток вдуваемого газа по длине поверхности можно считать постоянным $j_r = \text{const}$, так как изменение статического давления по длине канала порядка 0.01 атм , в то время как перепад давления по толщине стенки от 3 до 5 атм в зависимости от интенсивности вдува.

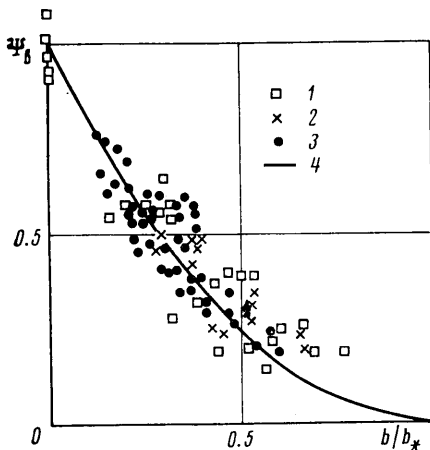
Величина относительного массового потока вдуваемого газа $j_r/\rho_+ U_+$ в опытах изменялась от $1.22 \cdot 10^{-3}$ до $4.05 \cdot 10^{-3}$. С увеличением вдува вследствие роста толщины вытеснения градиент давления снижался (значение форм-параметра уменьшалось до $f = -2.5 \cdot 10^{-3}$).

Результаты опытов в форме зависимости относительного коэффициента теплообмена $\Psi = \Psi_0 \Psi_T = St/St_0$ от параметра вдува газа $b = j_r/\rho_0 U St_0$ приведены на фиг. 4 (точки 1). Данные приведены для сравнительно узкого диапазона диффузионного числа Рейнольдса $Re_g^{**} = 500-800$. При обработке опытов экспериментальные значения диффузионного числа Стантона относились к рассчитанным по формуле

$$(2.4) \quad St_0 = 0.0128 Re_g^{**0.25} Sc^{-0.75} (\mu_w/\mu_0)^{0.25}$$

Здесь значения St_0 соответствуют стандартным условиям обтекания безградиентным потоком непроницаемой поверхности в квазиизотермических условиях.

Для сравнения на этой же фигуре приведены результаты опытов [6], полученные в начальном участке пористой трубы в условиях такой же неизотермичности (точки 2). Видно, что в области малых вдувов относительное число Стантона Ψ в диффузоре выше, чем в трубе. Это объясняется более слабым влиянием неизотермичности на тепломассообмен в потоке с положительным градиентом давления. Как было указано выше, с увеличением вдува градиент давления уменьшался, поэтому при интенсивных вдувах экспериментальные данные для течения в диффузоре и трубе практически совпадают.



Фиг. 5

и конечности числа Рейнольдса [7]. Влияние неизотермичности Ψ_T при безградиентном течении (линия 3) определялось по формуле (1.10), а при течении в диффузоре (линия 4, $\langle f \rangle = -1.9 \cdot 10^{-4}$) находилось как отношение чисел Стантона в формулах (1.5) и (2.4). Расчеты удовлетворительно согласуются с опытами. На фиг. 5 выделено только влияние вдува на относительный коэффициент тепломассообмена. Экспериментальные значения Ψ_b на выгорающей поверхности определялись как отношение чисел Стантона в опытах с вдувом и без вдува в диффузоре (точки 1, $\psi \approx 7.5$). На этой же фигуре приведены результаты исследования тепломассообмена при градиентном обтекании ($f = -3 \cdot 10^{-3}$) пластины [8] (точки 2, $\psi \approx 1$) и лопатки газовой турбины [9] (точки 3, $\psi = 0.37 - 0.48$).

Видно, что в такой обработке влияние вдува описывается обычной зависимостью (2.5) (кривая 4), как и при безградиентном обтекании.

Таким образом, в потоках с положительным градиентом давления влияние неизотермичности на тепломассообмен меньше, чем при безградиентном обтекании поверхности. Влияние же вдува в этих условиях можно рассчитывать по формуле (2.5), если значение критического параметра проницаемости определять с учетом градиента давления.

Поступила 7 X 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Кутателадзе С. С., Леонтьев А. И. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М., «Энергия», 1972.
2. Леонтьев А. И., Обливин А. Н., Романенко П. Н. Исследование сопротивления и теплообмена при турбулентном течении воздуха в осесимметричных каналах с продольным градиентом давления. ПМТФ, 1961, № 5.
3. Van Sant J. H., Larson M. B. Convection heat transfer for turbulent flow in subsonic diffusers. Trans. ASME, 1966, vol. C88, No. 4. (Рус. перев.: Конвективный теплообмен при турбулентном течении в дозвуковых диффузорах. Тр. Америк. об-ва инж.-механ., Сер. С., Теплопередача, 1966, т. 88, № 4.)
4. Федяевский К. К., Гиневский А. С., Колесников А. В. Расчет турбулентного пограничного слоя несжимаемой жидкости. Л., «Судостроение», 1973.
5. Леонтьев А. И., Волчков Э. П., Зауличный Е. Г., Синайко Е. И. Экспериментальное определение скорости уноса графита в условиях существенной неизотермичности. Физика горения и взрыва, 1967, № 2.

6. Волчков Э. П., Никитин П. В. Выгорание графитовой поверхности при вдуве через нее инертного газа. Физика горения и взрыва, 1973, № 3.
 7. Леонтьев А. И., Миронов Б. П. Турбулентный пограничный слой при сильных вдувах и параметры оттеснения. В сб. «Проблемы теплофизики и физической гидродинамики». Новосибирск, «Наука», 1974.
 8. McLean J. D., Mellor G. L. The transpired turbulent boundary layer in an adverse pressure gradient. Internat. J. Heat and Mass Transfer, 1972, vol. 15, No. 12.
 9. Bayley F. J., Turner A. B. The heat transfer performance of porous gas turbine blades. Aeronaut. J., 1968, vol. 72, No. 696.
-