

$\cdot 10^4 < Ra < 10^5$ в данных экспериментах выделить автомодельный участок подъема облака не удавалось, поэтому точки здесь отсутствуют. Для переходного режима течения характерна плохая повторяемость опытов и резкое изменение структуры течения при изменении начальных параметров. Этот факт отмечен и в [7], где описываются три наблюдаемых варианта течения. Выпадение точек 4 из полученной закономерности может быть объяснено особой тщательностью постановки и проведения опытов (герметизация камеры, автоматизация эксперимента), в результате чего авторам удалось расширить область ламинарного режима течения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике.— М.: Наука, 1967.
2. Гостинцев Ю. А., Солодовник А. Ф., Лазарев В. В. К теории аэродинамики, самовоспламенения и выгорания турбулентных термиков, вихревых колец и струй в свободной атмосфере.— ЖХФ, 1982, № 9.
3. Келлог У., Рапи Р., Гринфильд С. Ближнее выпадение продуктов атомного взрыва.— В кн.: Метеорология и атомная энергия. М.: ИЛ, 1959.
4. Glasstone G., Dolan J. The effects of nuclear weapons: Third Ed. U. S. Dept. Defense, 1977.
5. Гостинцев Ю. А., Солодовник А. Ф., Лазарев В. В., Шацких Ю. В. Турбулентный термик в стратифицированной атмосфере. Препринт ИХФ АН СССР.— Черно-голова, 1985.
6. Scorer V. S. Experiments on convection of isolated masses of buoyant fluid.— J. Fluid Mech., 1957, v. 2, pt 6.
7. Заславский Б. И., Сотников И. М. Экспериментальное исследование движения всплывающих вихревых колец.— ПМТФ, 1983, № 1.

Поступила 5/V 1985 г.

УДК 532.526

К УЧЕТУ ВЛИЯНИЯ ШЕРОХОВАТОСТИ ОБТЕКАЕМОЙ ПОВЕРХНОСТИ

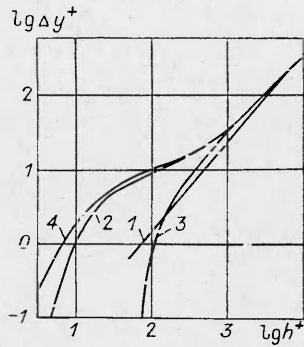
Е. А. Шквар

(Киев)

Во многих технических устройствах и технологии часто приходится иметь дело с турбулентными течениями на шероховатой поверхности. Возрастающий уровень требований к расчету характеристик современных конструкций вызывает все больший интерес к таким течениям, что стимулирует необходимость их изучения и создания приемлемой полуэмпирической теории.

Как известно [1—3], влияние шероховатости обтекаемой поверхности на характеристики турбулентного течения при их расчете с применением полуэмпирического подхода может быть учтено в формуле турбулентной вязкости ε по толщине сдвигового слоя y некоторой неотрицательной функцией y в виде $\varepsilon = \varepsilon(y + \Delta y)$. Из теории подобия и размерности [4, 5], а также результатов экспериментов [5—7] следует, что для характеристики влияния шероховатости может быть использован безразмерный комплекс $h^+ = hv_*/\nu$, где h — эквивалентная высота элементов песочной плотноупакованной шероховатости, к которой приводится [5] шероховатость любой геометрии и структуры; $v_* = \sqrt{\tau_w/\rho}$ — динамическая скорость; τ_w — значение касательного напряжения на поверхности; ρ — плотность жидкости; $\nu = \mu/\rho$ — кинематический коэффициент молекулярной вязкости; μ — динамический коэффициент вязкости.

Актуальна задача установления функциональной связи между параметрами $\Delta y^+ = \Delta y v_*/\nu$ и h^+ , поскольку h^+ содержит линейный размер h , характеризующий геометрию шероховатости. Известны различные подходы к определению этой связи. Так, в [1, 2] зависимость $\Delta y^+ = \Delta y^+(h^+)$ задается эмпирически. Более надежный подход предложен в [3, 8], суть которого состоит в определении функции $\Delta y^+(h^+)$ путем сравнения известных эмпирических соотношений для профиля скорости с аналогичными зависимостями, полученными теоретически при некоторых предположениях относительно распределений турбулентной вязкости и напряжения трения по толщине потока. Однако обобщение логарифмического закона распределения ско-



Р и с. 1

рости на пристенную область [3] справедливо только для развитого проявления шероховатости [1, 7], а при переходе к режиму гидродинамической гладкости поверхности оно приводит к неверному определению турбулентной вязкости вследствие ненулевого значения $\lim_{h^+ \rightarrow 1} \Delta y^+ = -2,468$. Таким образом, использование подхода [3] для решения комбинированной задачи, в которой возможны переходы от режима с проявлением шероховатости к гидродинамически гладкому течению и наоборот, связано с необходимостью уточнения функции $\Delta y^+(h^+)$ в области переходного режима шероховатости, где $\Delta y^+ > 0$, и удовлетворения асимптотическому условию $\Delta y^+(h^+ \rightarrow 1) \rightarrow 0$ при $h^+ < h_1^+$, где h_1^+ — верхняя граница режима гидродинамической гладкости.

Попытка преодоления указанных трудностей в аналогичном подходе [8] приводит к различным формулам для описания турбулентной вязкости и методам определения функции шероховатости в зависимости от режима проявления. Сравнение расчетов по формулам из [1—3], иллюстрируемое рис. 1 (кривые 1—3 соответственно), указывает на значительные расхождения в предсказании вида функции $\Delta y^+ = \Delta y^+(h^+)$ разными авторами.

1. В настоящей работе развиты исследования [9] по построению непрерывной алгебраической модели для турбулентных течений на шероховатой поверхности. Расчет турбулентной вязкости на основе этой модели обладает перед другими моделями [2, 3, 8, 10—13] существенным преимуществом, поскольку позволяет получать приближенно-аналитические зависимости для описания распределения скорости в пристенной и внешней областях течения, а также построить численный метод расчета пограничного слоя на основе непрерывного представления турбулентной вязкости и единого подхода к учету влияния шероховатости поверхности для всех режимов ее проявления. Найденные приближенно-аналитические решения позволяют уточнить расчет используемой в ε функции $\Delta y^+(h^+)$, а также эффективно задать начальный профиль скорости в численном методе расчета турбулентных течений. Численный же расчет дает возможность проверить достоверность предпосылок полуэмпирической теории и найденных уточнений. На основании предположения об инвариантности функции шероховатости по отношению к градиенту давления, тепло-массообмену и т. п., подтвержденного экспериментально и расчетами [2, 3, 13, 14], зависимость $\Delta y^+(h^+)$ получена для безградиентных течений.

Для расчета турбулентной вязкости использована единая по толщине пограничного слоя полуэмпирическая формула [9], успешно применяемая в расчетах градиентных [9] и безградиентных [15] течений на гладкой поверхности

$$(1.1) \quad \varepsilon = \rho \chi \Delta v_* \gamma(\eta) \operatorname{th} \frac{l \sqrt{\tau_*}}{\chi \Delta},$$

где ε — коэффициент турбулентной вязкости; $\chi = 0,0215$ — эмпирическая постоянная; l — длина пути перемешивания; $\eta = y/\delta$ — безразмерная координата; δ — толщина сдвигового слоя; $\gamma(\eta) = \sqrt{1 - \eta}$ — функция, учитывающая влияние перемежаемости течения; $u^+ = u/v_*$ — приведенная к масштабу «закона стенки» продольная составляющая осредненной скорости, $u_0^+ = u(\delta)/v_*$; $\Delta = \int_0^\delta (u_0^+ - u^+) dy$ — параметр длины Клаузера; τ_* — безразмерное напряжение трения в окрестности стенки: $\tau_* = 1 + \Phi \eta$ при $\Phi \geq 0$, $\tau_* = 1/(1 - \Phi \eta)$ при $\Phi < 0$; $\Phi = (\delta/\tau_w) \frac{dp}{dx}$; $\frac{dp}{dx}$ — продольный градиент давления. Влияние шероховатости учтено в полуэмпирической формуле длины пути перемешивания функцией $\Delta y^+(h^+)$:

$$(1.2) \quad l = k(y + \Delta y) \operatorname{th} \frac{\operatorname{sh}^2 [\chi_1 (y^+ + \Delta y^+)] \operatorname{th} (\operatorname{sh}^2 [\chi_2 (y^+ + \Delta y^+)])}{k(y^+ + \Delta y^+) \sqrt{\tau_*}},$$

$k = 0,4$, $\chi_1 = 0,072$, $\chi_2 = 0,223$ — эмпирические коэффициенты.

2. Для получения соотношений, описывающих профиль скорости, проводилось интегрирование формулы Буссинеска $\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\tau(\Phi, \eta, \Delta_1)}{\mu + \varepsilon}$ с использованием (1.1), (1.2) для различных областей турбулентного потока в соответствии с подходом, разработанным в [9, 15]. Для описания распределения скорости в переходной области найдена формула

$$(2.1) \quad u_*^+ = \frac{i}{\chi_1} [(1 + p^+ y^+) \operatorname{th} [\chi_1 (y^+ + \Delta y^+)] - \operatorname{th} (\chi_1 \Delta y^+)] - \\ + \frac{p^+}{\chi_1^2} \ln \frac{\operatorname{ch} [\chi_1 (y^+ + \Delta y^+)]}{\operatorname{ch} (\chi_1 \Delta y^+)},$$

где $p^+ = (\nu/\rho\nu_*^3) \frac{dp}{dx}$ — приведенный к масштабу «закона стенки» продольный градиент давления; u_*^+ — значение скорости u^+ , вычисляемое из соотношения (2.1), которое справедливо при любом градиенте давления, приближенно может быть обобщено на вязкий подслой и применимо в интервале значений $0 \leq y^+ \leq y^*$; y^* (координата сшива переходной и логарифмической областей) определяется из условия гладкости профиля скорости в точке сшива

$$y^* = \frac{\operatorname{ch}^2 [\chi_1 (y^* + \Delta y^+)]}{k \sqrt{1 + p^+ y^*}} - \Delta y^+,$$

которое для безградиентного течения ($p^+ = 0$) существенно упрощается:

$$y^* = \begin{cases} \frac{1}{k} \operatorname{ch}^2 [\chi_1 (y^* + \Delta y^+)] - \Delta y^+ = y_1^* - \Delta y^+ & \text{при } \Delta y^+ < y_1^*, \\ 0 & \text{при } \Delta y^+ \geq y_1^*. \end{cases}$$

Здесь $y_1^* \approx 26$ — значение y^* в случае течения на гладкой поверхности, получаемое подстановкой $\Delta y^+ = 0$ в выражение для y^* . Для расчета профиля скорости в области логарифмического закона распределения получены формулы:

$$(2.2) \quad u_1^+ = \frac{1}{k} \ln (y^+ + \Delta y^+) + C_1 \quad \text{при } p^+ = 0;$$

$$(2.3) \quad u_2^+ = \frac{2}{k \sqrt{-1 - p^+ \Delta y^+}} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{1 - p^+ y^+}{-1 - p^+ \Delta y^+}} + C_2 \quad \text{при } p^+ \Delta y^+ < -1;$$

$$(2.4) \quad u_3^+ = \frac{1}{k} \ln \frac{\sqrt{1 - p^+ y^+} - \sqrt{1 + p^+ \Delta y^+}}{\sqrt{1 - p^+ y^+} + \sqrt{1 + p^+ \Delta y^+}} + C_3 \quad \text{при } 0 > p^+ \Delta y^+ \geq -1;$$

$$(2.5) \quad u_4^+ = \frac{\sqrt{1 - p^+ \Delta y^+}}{k} \ln \frac{\sqrt{1 + p^+ y^+} - \sqrt{1 - p^+ \Delta y^+}}{\sqrt{1 + p^+ y^+} + \sqrt{1 - p^+ \Delta y^+}} + \frac{2}{k} \sqrt{1 + p^+ y^+} + C_4 \\ \text{при } 0 < p^+ \Delta y^+ \leq 1;$$

$$(2.6) \quad u_5^+ = \left[\sqrt{1 + p^+ y^+} - \sqrt{p^+ \Delta y^+ - 1} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{p^+ y^+ + 1}{p^+ \Delta y^+ - 1}} \right] + C_5 \\ \text{при } p^+ \Delta y^+ > 1,$$

где C_k (постоянная логарифмического закона) определяется из условия непрерывности профиля скорости в точке сшива переходной и логарифмической областей

$$u_k^+ (y^*) = u_*^+ (y^*).$$

Формулы (2.2)—(2.6) справедливы в диапазоне значений $y^* \leq y^+ \leq y^{**}$ ($y^{**} = \eta_1 \delta^+$, $\delta^+ = \delta v_* / \nu$). Для нахождения η_1 (безразмерной координаты точки срачивания логарифмической и внешней областей) используется условие гладкости профиля скорости в точке сшива

$$\eta_1 = \frac{\chi \Delta_1}{k} \sqrt{\frac{1 - \eta_1}{\tau_*}}$$

($\Delta_1 = \Delta / \delta$ — безразмерный параметр Клаузера). Для расчета распределения скорости во внешней области могут быть использованы соотношения, полученные в [9] для течений на гладкой поверхности, поскольку турбулентная вязкость в этой области не является функцией шероховатости (1.1), (1.2).

Сравнение зависимости (2.2) с известным экспериментальным соотношением Никурадзе [4], содержащим параметр h^+ ,

$$u_1^+ = \frac{1}{k} \ln \frac{y^+}{h^+} + B(h^+)$$

в точке y^{**} позволило задать функцию $\Delta y^+(h^+)$ в виде

$$(2.7) \quad \Delta y^+ = \frac{1}{\chi_1} \operatorname{arctg}(\chi_1 \Delta u^+) \quad \text{при } h^+ \leq h^*;$$

$$(2.8) \quad \Delta y^+ = h^+ \exp(-kB(h^+)) \quad \text{при } h^+ > h^*, h^* = y_1^* \exp(k[C_1 + 2,98]);$$

$$(2.9) \quad \Delta u^+ = \frac{1}{k} \ln h^+ - B(h^+) + C_1,$$

где Δu^+ — функция сдвига логарифмического участка профиля скорости за счет влияния шероховатости.

Приведенные зависимости (2.7)—(2.9) могут быть применены при расчете безградиентных и градиентных течений с любым режимом проявления шероховатости, если известна функция $B = B(h^+)$. В данной работе вместо кусочного представления этой функции, предложенного в [2, 3], используется единая для всех трех режимов проявления шероховатости аппроксимация экспериментальной зависимости Никурадзе

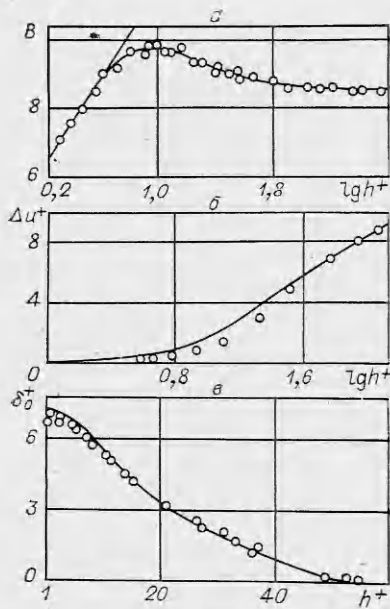
$$(2.10) \quad B = C_1 + s \operatorname{th} \frac{\ln h^+}{ks}, \quad s = \frac{2,98}{1 - 0,7 \left(\frac{\ln h^+}{8} \right)^{2,03} \left(1 - \frac{\ln h^+}{8} \right)^{8,386}}$$

На рис. 2 сравниваются расчеты (линия) и эксперименты (кружки) Никурадзе [4, 5] функций: $B = B(h^+)$ (2.10) — а; $\Delta u^+ = \Delta u^+(h^+)$ (2.9) — б. Поскольку для функции $\Delta y^+ = \Delta y^+(h^+)$ отсутствуют экспериментальные результаты, для установления соответствия расчета по (2.7), (2.8) эксперименту [14] (рис. 2, в) использовалась зависимость толщины вязкого подслоя от шероховатости, приведенная к масштабу «закона стенки» и связанная с Δy^+ соотношением

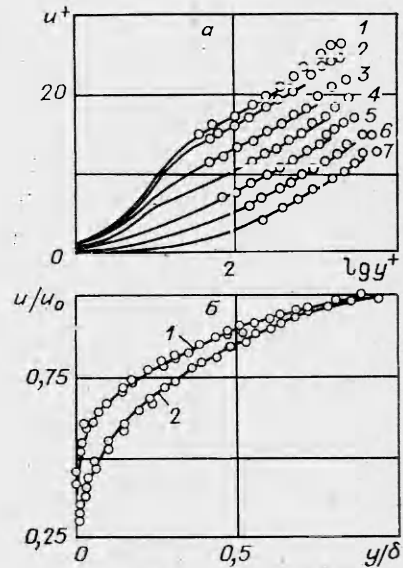
$$\delta_0^+(h^+) = \delta_1^+ - \Delta y^+(h^+),$$

где δ_1^+ — толщина вязкого подслоя для течения над гладкой поверхностью. Функция $\Delta y^+(h^+)$, рассчитанная непосредственно по (2.7), (2.8), приведена на рис. 1 (линия 4). Хорошее соответствие построенных с применением (2.1)—(2.10) распределений скорости в течениях на шероховатой поверхности (линии) экспериментальным профилям (кружки) иллюстрируется на рис. 3: а — эксперименты [16] (1—7 отвечают $\Delta y^+ = 0; 1,2; 4,65; 7,63; 11,83; 18,04; 45,42$), б — эксперименты [6] (1, 2 — $h^+ = 81,6$ и 1191).

3. Зависимости (1.1), (1.2), (2.7)—(2.10) использованы в численном расчете турбулентных течений. Основу метода расчета составляет система интегральных соотношений сохранения массы и количества дви-



Р и с. 2



Р и с. 3

жения с применением замыкания Буссинеска

$$(3.1) \quad \frac{d\delta^*}{dx} = \frac{v_+}{u_0} + (\delta - \delta^*) \frac{1}{u_0} \frac{du_0}{dx};$$

$$(3.2) \quad \frac{d\delta^{**}}{dx} = \frac{c_f}{2} - (2\delta^{**} + \delta^*) \frac{1}{u_0} \frac{du_0}{dx};$$

$$(3.3) \quad \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\tau(\Phi, \eta, \Delta_1)}{\mu + \varepsilon},$$

где δ^* — толщина вытеснения; δ^{**} — толщина потери импульса; $c_f = 2\tau_w/\rho u_0^2$ — местный коэффициент трения; v_+ (поперечная составляющая осредненной скорости на внешней границе пограничного слоя) определяется интегрированием уравнения

$$(3.4) \quad \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{1}{u_0} \left(v \frac{\partial u}{\partial y} - v_*^2 \frac{\partial \tau_+}{\partial y} - u_0 \frac{du_0}{dx} \right);$$

x — продольная координата; τ_+ — безразмерное напряжение трения, распределение которого по толщине сдвигового слоя задается степенной функцией [15]. Для расчета ε используется формула (1.1). Толщина пограничного слоя определяется соотношением $\delta = u_0^+ \delta^* / \Delta_1$. Расчет характеристик течения представляет численное решение начально-краевой задачи Коши. В качестве начальных условий используются известные (например, из эксперимента) значения δ_0^* , δ_0^{**} , c_{f0} , а также скорость основного течения $u_0 = u_0(x)$ и вязкость жидкости ν . Граничные условия задаются в виде

$$u = v = 0 \text{ при } y = 0, \quad u = u_0 \text{ при } y = \delta.$$

На первом этапе расчета по значениям δ_0^* , δ_0^{**} , c_{f0} строится начальный профиль скорости путем численного интегрирования соотношения (3.3) методом Рунге — Куты четвертого порядка, в результате чего подбирается эквивалентная высота шероховатости h для данного течения. На втором и последующих этапах расчета осуществляются последовательные переходы посредством разностных аналогов соотношений (3.1), (3.2) от предыдущего к последующему сечению, позволяющие найти δ_i^* и δ_i^{**} .

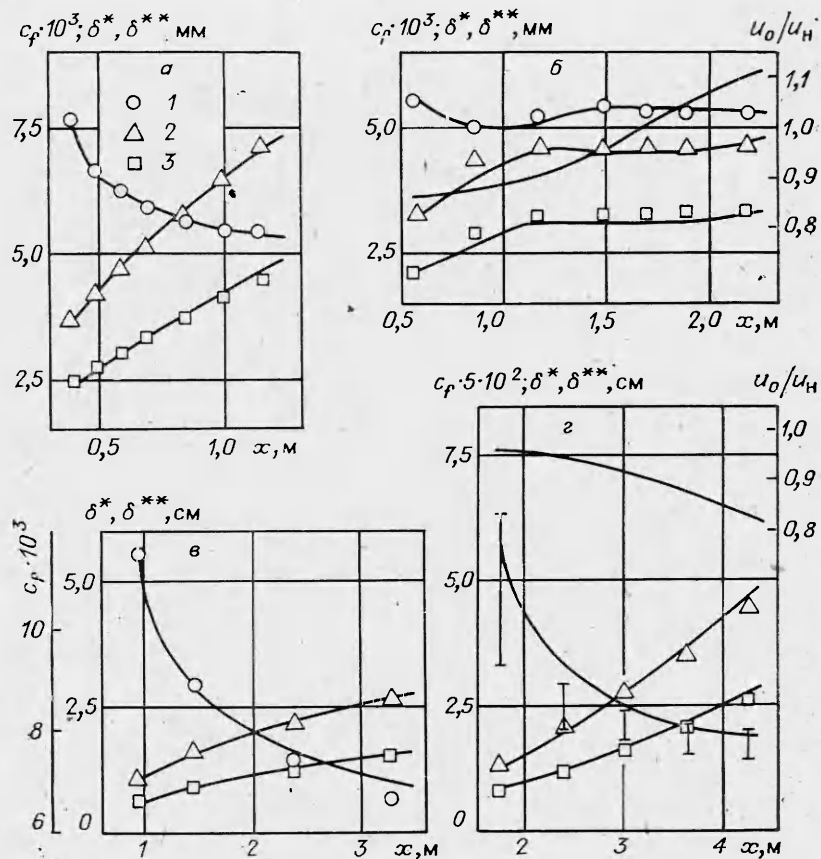


Рис. 4

По известным значениям интегральных толщин в каждом расчетном сечении строится профиль скорости с целью определения параметров c_{fi} , δ_i , Δ_{1i} , для чего организован итерационный процесс по двум переменным c_{fi}^j , Δ_{1i}^j , выход из которого осуществляется при одновременном выполнении условий

$$\left| \frac{c_{fi}^{j+1} - c_{fi}^j}{c_{fi}^j} \right| < Q, \quad \left| \frac{\Delta_{1i}^{j+1} - \Delta_{1i}^j}{\Delta_{1i}^j} \right| < Q,$$

где $Q = 1 \cdot 10^{-3}$ — критерий точности расчета; i — номер сечения; j — номер итерации. Расчет каждого сечения завершается интегрированием соотношения (3.4) с целью определения значения v_0 , необходимого для осуществления перехода к следующему сечению. Расчеты выполнены для течений с различным режимом проявления шероховатости. Сравнение расчетов (линии) с экспериментами проведено по c_f , δ^* и δ^{**} (точки 1—3). На рис. 4 представлено сопоставление расчетов с экспериментами [2] Беттермана ($u_0 = 30$ м/с; $\nu = 1,44 \cdot 10^{-5}$ м²/с; $dp/dx = 0$ — а); Коулмена ($u_n = 26,4$ м/с; $\nu = 1,51 \cdot 10^{-5}$ м²/с; $dp/dx < 0$ — б); Лью и др. ($u_0 = 0,15$ м/с; $\nu = 0,96 \cdot 10^{-6}$ м²/с; $dp/dx = 0$ — в); Скотторна и Пауэра ($u_n = 30,5$ м/с; $\nu = 1,49 \cdot 10^{-5}$ м²/с; $dp/dx > 0$ — г). Здесь u_n — скорость набегающего потока. Рис. 4, а, б, г иллюстрируют развитие проявления шероховатости, а на рис. 4, в показан переходный режим шероховатости. Путем подбора профиля скорости в начальном сечении для данных экспериментов найдены следующие значения эквивалентной высоты шероховатости: $h = 1,38 \cdot 10^{-3}$; $7,4 \cdot 10^{-4}$; $1,5 \cdot 10^{-2}$; $9,69 \cdot 10^{-3}$ м (рис. 4, а — г). Вполне удовлетворительное соответствие рассчитанных характеристик турбулентных течений результатам экспериментов позволяет сделать вывод о достаточной надежности полученных в работе формул.

Описанный подход к учету влияния шероховатости свободен от недостатков [3, 8] и обладает большей универсальностью, чем [2], поскольку расчетные формулы получены непосредственно из полуэмпирической модели турбулентности с минимальным привлечением эмпирической информации. Разработанные модель и метод расчета могут быть использованы для расчетов более сложных гидродинамических течений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ротта И. К. Турбулентный пограничный слой в несжимаемой жидкости.— Л.: Судостроение, 1967.
2. Себечи Т., Ченг К. Расчет характеристик пограничного слоя несжимаемой жидкости на шероховатых поверхностях.— Ракетн. техника и космонавтика, 1978, т. 16, № 7.
3. Сивых Г. Ф. Турбулентная вязкость для расчета несжимаемого пограничного слоя на шероховатой поверхности.— ПМТФ, 1984, № 2.
4. Шубауэр Г. Б., Чен К. М. Турбулентные течения.— В кн.: Турбулентные течения и теплопередача. М.: ИЛ, 1963.
5. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя.— М.: ИЛ, 1956.
6. Фомина И. И., Федяевский К. К. Исследование влияния шероховатости на сопротивление.— В кн.: Избранные труды К. К. Федяевского. Л.: Судостроение, 1975.
7. Никитин И. К. Сложные турбулентные течения и процессы массопереноса.— Киев: Наук. думка, 1980.
8. Пилипенко В. Н. О строении турбулентной вязкости при течении вблизи шероховатой поверхности.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1976, № 2.
9. Мовчан В. Т. Приближенно-аналитическое исследование турбулентного градиентного пограничного слоя.— ПМТФ, 1982, № 3.
10. Щец, Нерни. Исследование турбулентного пограничного слоя на шероховатой поверхности при наличии вдува.— Ракетн. техника и космонавтика, 1977, т. 15, № 9.
11. Долгов В. Н., Шулемович В. М. Турбулентная вязкость для несжимаемых градиентных течений в предотрывных областях и на шероховатой поверхности.— ПМТФ, 1977, № 3.
12. Кристоф Дж. Г., Плетчер Р. Г. Расчет трения и теплообмена при обтекании шероховатой стенки.— Аэрокосмическая техника, 1983, т. 1, № 12.
13. Сивых Г. Ф. О расчете трения и теплообмене на шероховатых и осесимметричных телах.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 5.
14. Хинце И. О. Турбулентность.— М.: Физматгиз, 1963.
15. Мовчан В. Т. Приближенный метод вычисления профилей напряжения трения и скорости в турбулентном потоке с положительным градиентом давления.— В кн.: Гидромеханика, 1975, вып. 31.
16. Миллионщиков М. Д., Субботин В. И. и др. Гидравлическое сопротивление и поля скорости в трубах с искусственной шероховатостью стенок.— В кн.: Атомная энергия, 1973, т. 34, вып. 4.

Поступила 23/X 1985 г.

УДК 532.529 : 536.24

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ДИСПЕРСНОГО КОМПОНЕНТА НА ХАРАКТЕР ТЕПЛООБМЕНА ПРИ ОБТЕКАНИИ ПРЕГРАДЫ ГЕТЕРОГЕННОЙ СТРУЕЙ

Г. Ф. Горшков

(Ленинград)

Течение в турбулентной неизотермической гетерогенной струе характеризуется значительной скоростной [1, 2] и температурной [3] неравновесностью ($u_s \neq u$ и $T_s \neq T$, где u_s , T_s и u , T — скорость и температура дисперсного и газового компонентов). При этом, как показано в [4], примесь не пассивная, а приводит к подавлению струйной турбулентности (результат межфазного обмена импульсом и теплом).

Тем не менее при взаимодействии гетерогенной струи с преградой, ориентированной по нормали к набегающему потоку, наблюдается значительное увеличение характеристик теплоотдачи в окрестности точки торможения [5] (для однофазной струи увеличение теплообмена характерно при росте интенсивности турбулентности [6]).

Интенсивность изменения теплопередачи в этом случае — следствие скоростной и температурной неравновесности течения в струях и зависит от ряда факторов (тем-