

УДК 532.517.4

Б. П. УСТИМЕНКО

К ПРОБЛЕМЕ РАСЧЕТА УСЛОВНЫХ И ПОЛНЫХ СРЕДНИХ ЗНАЧЕНИЙ ПОПЕРЕЧНОЙ СКОРОСТИ В ТУРБУЛЕНТНЫХ ТЕЧЕНИЯХ В УСЛОВИЯХ ПЕРЕМЕЖАЕМОСТИ

Предложен новый метод расчета условных и полных средних значений поперечной скорости в перемежающихся турбулентных течениях. Метод учитывает порождение турбулентности в данном объеме вследствие захвата крупномасштабными вихрями нетурбулентной жидкости и ее последующей турбулизации. Расчеты условных и полных средних значений поперечной скорости в осесимметричной струе в спутном потоке, в следе за круговым цилиндром и во внешней области пристенного пограничного слоя сопоставлены с экспериментом и получено хорошее соответствие.

Исследования структуры турбулентных течений имеют важное значение для теории турбулентности и практических приложений. Задачи, связанные с экологическим загрязнением окружающей среды, созданием высокоэффективных устройств теплоэнергетики, двигателей внутреннего сгорания авто- и авиатехники и т.п., требуют дальнейшего расширения и углубления этих исследований. В настоящее время все большее развитие получают модели турбулентности нового поколения, учитывающие в отличие от традиционных моделей, основанных на уравнениях Рейнольдса, явление перемежаемости [1–4]. Перемежаемость – нерегулярное чередование в пространстве и времени областей течения с турбулентной и нетурбулентной жидкостью – является специфическим и неотъемлемым свойством турбулентных течений. Эти математические модели [3, 5, 9–11] позволяют более детально и точно описывать процессы переноса количества движения, тепла и массы в турбулентных течениях в каждой из перемежающихся областей с турбулентной и нетурбулентной жидкостью. Несмотря на существенные успехи этих моделей, до настоящего времени отсутствует метод расчета условных (в каждой из перемежающихся сред) средних значений поперечной скорости. Как известно, поперечная скорость, несмотря на относительно малую величину, значительно влияет на структуру турбулентных течений и определяет механизм нарастания турбулентного пограничного слоя. Неудачи в решении этой проблемы [5] связаны, как выясняется, с неучетом при использовании уравнения неразрывности физических процессов, протекающих в перемежающихся турбулентных течениях и определяющих расширение

зоны турбулентности за счет захвата нетурбулентной жидкости и последующей ее турбулизации. В последнее время наши представления о процессах турбулентного переноса получили дальнейшее развитие. Так, в частности, считается общепризнанной концепция Таунсенда о двойственной структуре свободного турбулентного потока со сдвигом [6, 7]. Согласно этой концепции полностью турбулизированная жидкость ограничена искривленными поверхностями, которые в отдельных точках могут достигать центральной плоскости потока. Эти поверхности хаотично перемещаются благодаря конвективному воздействию крупных вихрей, размеры которых сопоставимы с шириной области потока с постоянным значением осредненного сдвига, и процессу захвата невозмущенной жидкости. Крупные вихри, в свою очередь, состоят из мелкомасштабных вихрей, более чем на порядок меньших, чем крупные вихри. Невозмущенная жидкость снаружи от ограничивающих поверхностей не турбулизирована, и ее движение является безвихревым. Таким образом, согласно этой концепции двойственной структуры турбулентности в турбулентных течениях одновременно существуют наряду с медленными крупномасштабными вихревыми движениями высокointенсивные мелкомасштабные турбулентные движения. В результате воздействия крупномасштабных вихрей турбулентная зона расширяется вниз по потоку. Движение в турбулентной зоне вихревое, тогда как снаружи этой зоны оно безвихревое. Единственным способом, посредством которого безвихревая жидкость может превратиться в вихревую (турбулентную), является воздействие вязких сил сдвига, т.е. непосредственный контакт вихревой

и безвихревой жидкости, что и происходит в процессе захвата нетурбулентной жидкости крупномасштабными вихрями. Толщина поверхности раздела между ними, где сосредоточены вязкие силы сдвига, весьма тонкая, одинаковая с колмогоровским масштабом длины. Этот тонкий «вязкий надслой» сведен с вязким подслоем на твердой поверхности, где, как и в данном случае, сосредоточены вязкие напряжения сдвига. При этом, согласно Ландау [8], через границы раздела вихревой (турбулентной) и безвихревой (нетурбулентной) среды обмен жидкостью может быть только односторонним. Жидкость может втекать в вихревую турбулентную область из области потенциального (безвихревого) движения, но не вытекать из нее. Из изложенного следует, что при составлении и анализе уравнения неразрывности в каждой из перемежающихся сред необходимо вводить источники, учитывающие изменение объема вполне турбулентной жидкости вследствие захвата нетурбулентной жидкости и ее турбулизации и соответственно уменьшения объема нетурбулентной жидкости.

1. Основные уравнения и гипотезы. Итак, уравнение неразрывности для условных средних значений скорости в каждой из перемежающихся сред в стационарном турбулентном течении необходимо записать в виде

$$\frac{\partial \langle u \rangle_i}{\partial x} + \frac{\partial \langle v \rangle_i}{\partial y} = \langle M \rangle_i. \quad (1)$$

Здесь индексы $i = t, 0$ соответствуют турбулентной и нетурбулентной жидкости; $\langle u \rangle_i, \langle v \rangle_i$ – условные средние значения продольной и поперечной скорости; $\langle M \rangle_i$ описывает изменение объема вполне турбулентной жидкости вследствие захвата нетурбулентной с последующей ее турбулизацией. Аналогично $\langle M \rangle_0$ характеризует уменьшение объема нетурбулентной жидкости. Для аппроксимации источников $\langle M \rangle_i$ воспользуемся соображениями, изложенными в работе [11]. Согласно этой работе безусловное (полное) среднее значение величины $\langle M \rangle$ в турбулентной жидкости можно представить в виде

$$\langle M \rangle = \alpha \gamma (1 - \gamma) \frac{\langle N \rangle}{\sigma^2}, \quad (2)$$

где α – эмпирическая постоянная; γ – коэффициент перемежаемости; $\langle N \rangle = D \left(\frac{\partial z}{\partial x_k} \right)^2$ – скалярная

диссипация мгновенных концентрационных неоднородностей; $\sigma^2 = \langle (z - \langle z \rangle)^2 \rangle$ – дисперсия концентрации. Отношение $(\frac{\langle N \rangle}{\sigma^2})^{-1}$ имеет раз мерность времени и характеризует временной интегральный масштаб пульсаций концентрации. Из экспериментальных данных следует, что в сдвиговых течениях с приемлемой для большинства практических приложений точностью этот временной масштаб можно считать пропорциональным временному интегральному масштабу пульсаций скорости $q^2 / \langle \varepsilon \rangle$. Здесь $q^2 = 2E = \langle (u_k - \langle u_k \rangle)^2 \rangle, \langle \varepsilon \rangle$ – скорость диссипации энергии турбулентности E .

$$\frac{\sigma^2}{\langle N \rangle} = r \frac{q^2}{\langle \varepsilon \rangle}. \quad (3)$$

Используя известные соотношения Колмогорова для диссипации $\langle \varepsilon \rangle \approx \frac{E \sqrt{E}}{l}$ и коэффициента

турбулентной вязкости $\nu_t = l \sqrt{E}$, преобразуем уравнение (3) к виду

$$\frac{\sigma^2}{\langle N \rangle} = a \frac{\nu_t}{E}. \quad (4)$$

Энергию турбулентности E , в свою очередь, можно связать с профилем турбулентной вязкос

ти ν_t известным соотношением $E = \nu_t \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \frac{1}{0,3}$ [6].

Подставляя это выражение в формулы (2) и (4), окончательно получаем

$$\langle M \rangle = c \gamma (1 - \gamma) \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right|, \quad (5)$$

где c – эмпирическая постоянная.

Условные средние значения величин $\langle M \rangle$ в турбулентной и нетурбулентной жидкости при этом запишутся в виде

$$\langle M \rangle_t = \frac{\langle M \rangle}{\gamma} = c (1 - \gamma) \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right|, \quad (6)$$

$$\langle M \rangle_0 = - \frac{\gamma}{(1 - \gamma)} \langle M \rangle_t. \quad (7)$$

2. Расчет поперечной скорости в следе за круговым цилиндром. Уравнение неразрывности

для турбулентного следа за круговым цилиндром, условно осредненное по турбулентной среде, имеет вид

$$-\frac{\partial \langle u_1 \rangle_t}{\partial x} + \frac{\partial \langle v \rangle_t}{\partial y} = c(1-\gamma) \left| \frac{\partial \langle u_1 \rangle_t}{\partial y} \right|. \quad (8)$$

Здесь принято обозначение $\langle u \rangle = u_\infty - \langle u_1 \rangle$, где $\langle u_1 \rangle$ – средняя избыточная скорость над скоростью однородного потока u_∞ . Отсюда

$$\langle v \rangle_t = \int_0^y \left(\frac{\partial \langle u_1 \rangle_t}{\partial x} + c(1-\gamma) \left| \frac{\partial \langle u_1 \rangle_t}{\partial y} \right| \right) dy. \quad (9)$$

Переходя в уравнении (9) к автомодельным пе-

ременным $\frac{\langle u_1 \rangle_t}{u_{1m}} = F'(\varphi)$, $\frac{\langle v \rangle_t}{u_{1m}} = f(\varphi)$,

$u_{1m} = \frac{A}{x^\alpha}$, $\varphi = B y x^\beta$, преобразуем его к виду

$$f(\varphi) = -\frac{1}{2B} F(\varphi) - \frac{1}{B} \int_0^\varphi \varphi F''(\varphi) d\varphi + \\ + c \int_0^\varphi (1-\gamma) F''(\varphi) d\varphi. \quad (10)$$

Для функции $F(\varphi)$ и ее производных воспользуемся выражениями, полученными при решении динамической задачи о турбулентном следе за круговым цилиндром [10]:

$$F(\varphi) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \operatorname{erf} \varphi, F'(\varphi) = \exp(-\varphi^2), \\ F''(\varphi) = -2\varphi \exp(-\varphi^2). \quad (11)$$

Подставляя формулы (11) в уравнение (10), получаем

$$f(\varphi) = -\frac{1}{B} (\varphi \exp(-\varphi^2) - \frac{\sqrt{\pi}}{4} \operatorname{erf} \varphi) - \\ - 2c \int_0^\varphi (1-\gamma) \varphi \exp(-\varphi^2) d\varphi. \quad (12)$$

Для коэффициента перемежаемости γ воспользуемся аппроксимацией, хорошо описывающей ее экспериментальное распределение:

$$\gamma = 0,5(1 - \operatorname{erf}(0,4667 \frac{y}{D} - 3,6810)). \quad (13)$$

Здесь D – диаметр кругового цилиндра.

Переходя в уравнении (12) к физическим координатам $\frac{y}{D} = 274,73\varphi$, при определении которых

использовались значения величин $A=7,7519$ и $B=1,6$, найденные при решении динамической задачи [10], получаем окончательную расчетную формулу для условной средней поперечной скорости в турбулентной среде:

$$\begin{aligned} \frac{\langle v \rangle_t}{u_\infty} = & -5,20065 \times 10^{-5} \frac{y}{D} \exp(-1,32496 \times \\ & \times 10^{-5} (\frac{y}{D})^2) + 6,329934 \times 10^{-3} \operatorname{erf}(3,64 \times 10^{-3} \frac{y}{D}) - \\ & - 3,0288 \times 10^{-7} c \int_0^y \frac{y}{D} (1 + \operatorname{erf}(0,4667 \frac{y}{D} - \\ & - 3,6810)) \exp(-1,32496 \times 10^{-5} (\frac{y}{D})^2) d(\frac{y}{D}). \end{aligned} \quad (14)$$

Первые два слагаемых в этом уравнении описывают условную среднюю поперечную скорость в турбулентной жидкости без источника, практически совпадающую с безусловной средней скоростью, полученной по схеме Рейнольдса. Последнее слагаемое соответствует вкладу, вносимому источником в увеличение объема турбулизированной жидкости. Условную среднюю поперечную скорость в нетурбулентной жидкости можно вычислить, используя известное соотношение, связывающее ее условные и полные средние значения с коэффициентом перемежаемости:

$$\langle v \rangle_0 = \frac{\langle v \rangle - \gamma \langle v \rangle_t}{(1-\gamma)}, \quad (15)$$

или в соответствии с формулой (7) умножая последнее слагаемое уравнения (14), учитывающее вклад источника турбулизации в выражении для $\langle v \rangle_t$, на множитель $- \frac{\gamma}{(1-\gamma)}$. Оба способа приводят к идентичному результату. Рассчитанные по формулам (7) и (14) профили условных средних значений поперечной скорости по каждой из перемежающихся сред представлены на рис. 1 и хорошо согласуются с известными экспериментальными данными [12].

Некоторое отклонение расчетной кривой для нетурбулентной жидкости от экспериментов связано, по-видимому, с ошибками из-за значительных трудностей измерений вследствие малости поперечной скорости и неточностью полуэмпирического метода расчета.

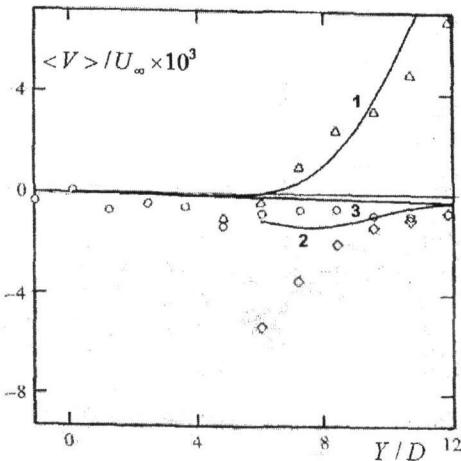


Рис. 1. Профили условных и полных средних значений поперечной скорости в следе за круговым цилиндром.

Сплошные кривые – расчетные, точки – опытные данные [12]. 1 и 2 – соответственно условные средние скорости в турбулентной и нетурбулентной жидкости; 3 – полная средняя поперечная скорость

3. Расчет поперечной скорости в турбулентной осесимметричной струе в спутном потоке. Экспериментальные данные о распределении поперечной скорости, представленные в работе [13] для перемежающегося течения в осесимметричной струе в спутном потоке, относятся лишь к турбулентной среде. В связи с этим ограничимся здесь расчетом ее профиля только в этой области. Уравнение неразрывности для рассматриваемого течения, условно осредненное по турбулентной жидкости, имеет вид

$$\frac{\partial(y \langle u_1 \rangle)}{\partial x} + \frac{\partial(y \langle v \rangle)}{\partial y} = c(1-\gamma)y \left| \frac{\partial \langle u_1 \rangle}{\partial y} \right|. \quad (16)$$

Здесь $\langle u_1 \rangle = \langle u \rangle - u_\infty$, где u_∞ – скорость спутного потока. Для нахождения решения уравнения (16) вводим автомодельные переменные

$$\frac{\langle u_1 \rangle}{u_{lm}} = \frac{F'(\varphi)}{\varphi}, \quad \frac{\langle v \rangle}{u_{lm}} = f(\varphi), \quad \varphi = \frac{y}{ax},$$

$$u_{lm} = \frac{u_0}{x}, \quad (17)$$

где a – эмпирическая постоянная; u_0 находится из начальных условий задачи. Интегрируя уравнение (16), получаем

$$y \langle v \rangle = \int_0^y \left(-\frac{\partial(y \langle u_1 \rangle)}{\partial x} + c(1-\gamma)y \left| \frac{\partial \langle u_1 \rangle}{\partial y} \right| \right) dy. \quad (18)$$

Переходя в уравнении (18) к автомодельным переменным (17), преобразуем его к виду

$$\frac{\langle v \rangle}{u_{lm}} = a(F' - \frac{F}{\varphi}) + \frac{c}{\varphi_0} \int_0^\varphi (1-\gamma) \varphi \left(\frac{F'}{\varphi} \right)' d\varphi. \quad (19)$$

Для коэффициента перемежаемости γ , функции $F(\varphi)$ и ее производных воспользуемся решениями, полученными в работе [9]:

$$\gamma = 0,5(1 - \operatorname{erf}(2,2766 \cdot z - 3,0051)),$$

$$F = \frac{0,5\varphi^2}{(1+0,125\varphi^2)}, \quad \frac{F'}{\varphi} = \frac{1}{(1+0,125\varphi^2)^2},$$

$$\varphi \left(\frac{F'}{\varphi} \right)' = -\frac{0,5\varphi^2}{(1+0,125\varphi^2)^3}. \quad (20)$$

Здесь $y_{0,5}$ соответствует расстоянию от оси струи до точки, где отношение избыточной над спутным потоком скорости к ее максимальному значению в данном сечении равно 0,5. Подставляя в (19) выражения (20) и переходя к физической координате $z = \frac{y}{y_{0,5}} = \frac{\varphi}{\varphi_{0,5}}$, где $\varphi_{0,5} = 2,0976$ [9], записываем его в окончательном для расчета виде

$$\begin{aligned} \frac{\langle v \rangle}{u_{lm}} = & a \left\{ 2,0976 \cdot z (1+0,55 \cdot z^2)^{-2} - \right. \\ & \left. - 1,0488 \cdot z (1+0,55 \cdot z^2)^{-1} \right\} - \\ & - 1,1 \cdot c \frac{1}{z} \int_0^z z^2 \left\{ 1 + \operatorname{erf}(2,2766 \cdot z - 3,0051) \right\} \times \quad (21) \\ & \times \left\{ 1 + 0,55 \cdot z^2 \right\}^{-3} dz. \end{aligned}$$

Здесь, как и в предыдущей задаче, последнее слагаемое определяет вклад, вносимый источником в увеличение объема турбулентной жидкости за счет захвата крупномасштабными вихрями нетурбулентной жидкости с последующей ее турбулизацией.

Рассчитанная по уравнению (21) полная, практически совпадающая с расчетом по первым двум слагаемым этого уравнения и условная средняя поперечная скорость по турбулентной среде сопоставлены с экспериментом (рис. 2) и получено их хорошее соответствие.

4. Расчет поперечной скорости во внешней зоне турбулентного пограничного слоя на плоской пластине. Выбор для анализа именно этого турбулентного течения связан прежде всего с его особенностями, существенно отличающими его от рассмотренных ранее случаев. Действительно, здесь наряду с закономерностями свободного пограничного слоя в периферийной

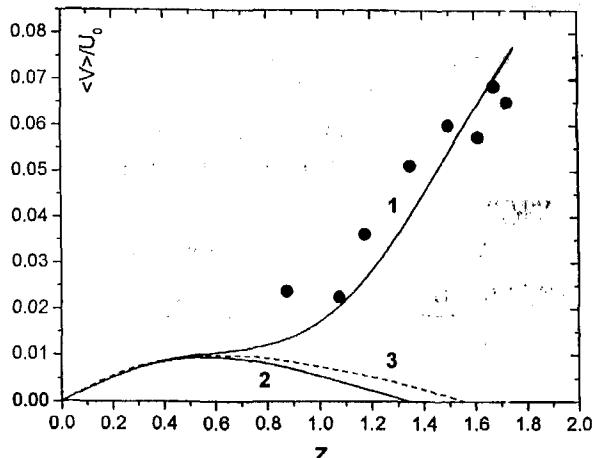


Рис. 2. Профили условной по турбулентной среде (кривая 1) и полной средней поперечной скорости (кривые 2 и 3) в осесимметричной струе в спутном потоке.

Сплошные кривые – расчетные, точки – опытные данные [13].

2 – расчет по формуле (21) полной средней поперечной скорости; 3 – расчет по схеме Рейнольдса (штрихованная линия)

области течения проявляются закономерности, присущие течению вблизи твердой поверхности. Вместе с тем для этого течения имеются достаточно надежные экспериментальные данные по распределению условных (по каждой из перемежающихся сред турбулентной и нетурбулентной жидкости) и полных средних значений поперечной скорости. Уравнение неразрывности для рассматриваемого течения, условно осредненное по турбулентной жидкости, записывается в виде:

$$\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} + \frac{\partial \langle v \rangle}{\partial y} = c(1-\gamma) \left| \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \right|, \quad (22)$$

откуда

$$\langle v \rangle = \int_0^y \left(-\frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} + c(1-\gamma) \left| \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial y} \right| \right) dy. \quad (23)$$

Вводим новые независимые переменные

$$F'(\varphi) = \frac{\langle u \rangle}{u_1}, \quad \psi = \sigma(\eta - \eta_0), \quad \eta = \frac{y}{x}, \quad (24)$$

где $\eta_0 = \frac{y_1}{x}$, y_1 – толщина логарифмического пограничного слоя; u_1 – скорость однородного потока; σ – эмпирический коэффициент. Подставляя выражения (24) в уравнение (23), преобразуем его к виду

$$\begin{aligned} \frac{\langle v \rangle}{u_1} = \frac{1}{\sigma} \{ & (\psi + \sigma\eta_0) F'(\psi) - \\ & - F(\psi) \} + c \int_0^\psi (1-\gamma) F''(\psi) d\psi. \end{aligned} \quad (25)$$

Для функции $F(\psi)$ и ее производных, а также для коэффициента перемежаемости γ и параметров σ и η_0 воспользуемся решением, полученным в работе [5]:

$$\begin{aligned} F(\psi) = \psi + (m-1) \left\{ \psi - \psi \cdot \operatorname{erf} \psi - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp(-\psi^2) \right\} + \\ + c_1, \quad F'(\psi) = 1 + (m-1)(1 - \operatorname{erf} \psi), \end{aligned}$$

$$F''(\psi) = -(m-1) \frac{2}{\sqrt{\pi}} \exp(-\psi^2),$$

$$\gamma = 0,5 \{ 1 + \operatorname{erf}(4,040610 \cdot z - 3,434519) \}. \quad (26)$$

Здесь $\delta = ax$ – условная ширина пограничного слоя; $m = \frac{u_2}{u_1} = 0,74$; $\sigma = 1,35$ для турбулентной и $m = 0,9$, $\sigma = 210$ для нетурбулентной жидкости; $c_1 = 0,234(m-1)$. Для упрощения записи обозначим также $z = \frac{y}{\delta}$. Используя эти данные, представляем уравнение (25) в удобной для расчета форме:

$$\begin{aligned} \frac{\langle v \rangle}{u_1} = & 1,1 \cdot 10^{-2} z [0,74 + 0,26 \cdot \operatorname{erf}(1,5 \cdot z - 0,27) - \\ & - 7,40741 \cdot 10^{-3} (1,5 \cdot z - 0,27) + \\ & + 1,925927 \cdot 10^{-3} (1,5 \cdot z - 0,27) - \\ & - 1,925927 \cdot 10^{-3} (1,5 \cdot z - 0,27) \operatorname{erf}(1,5 \cdot z - 0,27) - \\ & - 1,086864 \cdot 10^{-3} (-1,5 \cdot z + 0,27)^2 + 4,506668 \cdot 10^{-4} + \\ & + 0,2200897 \cdot c \int_0^z [1 + \operatorname{erf}(4,040610 \cdot z - 3,434519)] \times \\ & \times \exp(-1,5 \cdot z + 0,27)^2 dz. \end{aligned} \quad (27)$$

Здесь, как и ранее, первые слагаемые соответствуют условной средней поперечной скорости по турбулентной среде, полученной без источника, практически совпадающей со средней поперечной скоростью, найденной по схеме Рейнольдса. Последнее слагаемое представляет вклад источника в увеличение объема турбулентной жидкости. Условную среднюю поперечную скорость по нетурбулентной жидкости нетрудно

вычислить по формуле (15) либо используя уравнение (27), предварительно умножив его последнее слагаемое на $-\gamma/(1-\gamma)$, причем, естественно, применяя в нем параметры m , σ и c_1 , соответствующие нетурбулентной жидкости. Результаты расчетов условных (по каждой из перемежающихся сред) и полной средних значений поперечной скорости во внешней области пристенного пограничного слоя по формулам (15) и (27) представлены на рис. 3 и хорошо согласуются с экспериментальными данными, приведенными в работе [14].

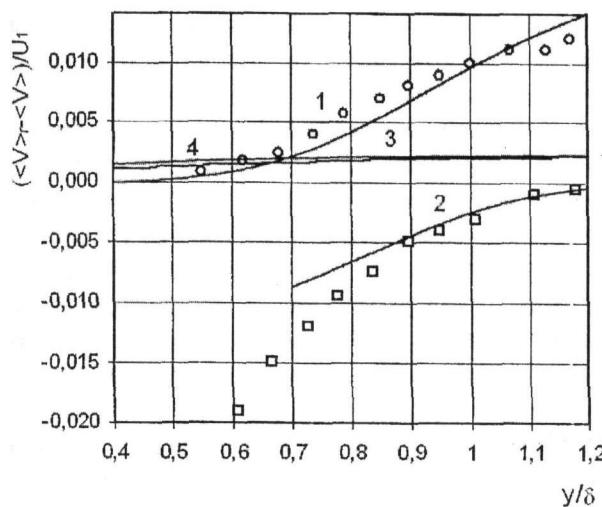


Рис. 3. Профили условных и полных средних значений поперечной скорости во внешней области пристенного пограничного слоя. Сплошные линии – расчетные, точки – опытные данные [14]. 1 и 2 – соответственно условные средние поперечной скорости в турбулентной и нетурбулентной жидкости; 3 – полное среднее значение поперечной скорости; 4 – штрихованная линия – полная средняя поперечная скорость по схеме Рейнольдса

Таким образом, развит новый метод расчета условных (по каждой из перемежающихся сред турбулентной и нетурбулентной жидкости) и полных средних значений поперечной скорости в турбулентных течениях. Метод основан на учете генерации турбулентности в данном объеме вследствие захвата крупномасштабными вихрями нетурбулентной жидкости и ее последующей турбулизации. Получено физически обоснованное выражение для источника, описывающего турбулизацию захваченной нетурбулентной жидкости. Проведенные по этому методу расчеты поперечной скорости в различных турбулентных течениях, для которых имеются эксперименталь-

ные данные о распределении условных и полных средних значений поперечной скорости, хорошо согласуются с экспериментом и подтверждают эффективность нового метода.

ЛИТЕРАТУРА

1. Libby P. On the prediction of intermittent turbulent flows // J. Fluid Mech. 1975. V. 68, Pt. 2. P. 273-295.
2. Кузнецов В.Р., Сабельников В.А. Тurbulentность и горение. М.: Наука, 1986. С. 288.
3. Нужнов Ю.В., Устименко Б.П. Диффузионное горение турбулентных потоков. Алматы: Фылым, 1993. С. 300.
4. Nuzhnov Yu.V. Conditional Averaging of the Navier-Stokes Equations and a New Approach to Modelling Intermittent Turbulent Flows // J. Fluid Dynamics. 1997. V. 32, N. 4. P. 489-494.
5. Нужнов Ю.В., Устименко Б.П. Модель пристенного пограничного слоя в условиях перемежаемости // Докл. НАН РК. 2001. № 2. С. 18-24.
6. Таунсенд А.А. Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом. М.: ИЛ., 1959. С. 399.
7. Хинце И.О. Турбулентность, ее механизм и теория. М.: Изд-во физ-мат. лит., 1963. С. 680.
8. Ландау Л.Д., Лишиц Е.М. Механика сплошных сред. М.: ГИТТЛ, 1953. С. 788.
9. Устименко Б.П. Модель турбулентной осесимметричной струи в спутном потоке в условиях перемежаемости // Горение и плазмохимия. 2003. Т. 1, № 3. С. 207-212.
10. Устименко Б.П. Процессы переноса тепла и количества движения в турбулентном следе за круговым цилиндром // Докл. НАН РК. 2005.
11. Мещеряков Е.А., Сабельников В.А. Полуэмпирическая модель и расчет коэффициента перемежаемости в турбулентных струйных течениях // Физика горения и взрыва. 1984. Т. 20, № 4. С. 45-52.
12. Fabris G. Conditional sampling study of the turbulent wake of a cylinder. Part 1 // J. Fluid Mech. 1979. V. 94, Pt. 4. P. 673-709.
13. Antonia R.A., Prabhu A., Stephenson S.E. Conditionally sampled measurements in heated turbulent jet // J. Fluid Mech. 1975. V. 72, Pt. 3. P. 455-480.
14. Kovasznay L.S.G., Kibens V., Blackwelder R.F. Large-scale motion in the intermittent region of turbulent boundary layer // J. Fluid Mech. 1970. V. 41, Pt. 2. P. 283-325.

Резюме

Шартты және толық орташа мәғыналы көлденен жылдамдықтардың турбулентті алма-кезек араластыру ағындарына жаңа өдіс ұсынылды. Ассиметриялық арналардың серіктес тасқындардың көлденен жылдамдықтарымен және дөңгелек цилиндрдің ізімен қабырғалы шекаралы қабатының сыртқы аудандарын эксперименттік нәтижелері бастапқы нәтижелерімен үкес және жақсы сойкес көрсеткіштер алынды.

Summary

New method of calculation of conditional and complete averages of transverse velocity in intermittent turbulent flows is proposed. Comparison between the results of experiments and calculations of transverse velocity in axial-symmetric jet, in the trail downstream the round cylinder and in the external area of wall boundary layer showed close fit.

Поступила 3.09.06г.