

ИССЛЕДОВАНИЕ МИКРОСТРУКТУРЫ ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУИ В СПУТНОМ ПОТОКЕ

А. С. ГИНЕВСКИЙ, Л. И. ИЛИЗАРОВА, Ю. М. ШУБИН

(Москва)

Исследование характеристик турбулентности в пограничном слое и свободных струях представляет одну из важных задач аэродинамики вязкой жидкости. Накопление сведений о пульсационных характеристиках струйных течений, установление соответствующих закономерностей может служить для проверки основных предпосылок полуэмпирических теорий турбулентности, а также для разработки более совершенных расчетных схем. В ряде случаев измерение пульсационных характеристик турбулентных струй представляет практический интерес.

Проведенные до настоящего времени исследования [1-3] микроструктуры турбулентного течения в основном участке затопленных осесимметричных струй позволили получить ряд интересных результатов. В частности, кроме профилей средней скорости, при помощи термоанемометрической аппаратуры были измерены нормальные и касательные рейнольдсовы напряжения, а также коэффициент перемежаемости в поперечных сечениях струи, распределение интенсивности продольной и поперечной пульсаций скорости вдоль оси, коэффициенты корреляции и соответствующие интегральные масштабы и т. п. Эти измерения позволили сделать ряд важных выводов о механизме турбулентного обмена, о порядке отбрасываемых членов в уравнении движения, о полуэмпирических теориях турбулентности [6-8].

Общим недостатком указанных выше исследований является то, что вблизи границы затопленной струи, где средняя скорость практически равна нулю, интенсивность пульсаций столь велика, что ставит под сомнение надежность получаемых при помощи термоанемометра результатов. В связи с этим обстоятельством А. А. Таунсендом [8] было указано на целесообразность исследования микроструктуры турбулентной струи, вытекающей в спутный поток с малой скоростью.

Настоящая работа имела целью исследовать микроструктуру основного участка осесимметричной турбулентной струи в спутном потоке в достаточно широком диапазоне параметра спутности $m = u_s / u_0$; здесь u_0 — средняя скорость на срезе сопла, u_s — скорость спутного потока. При различных значениях параметра m в основном участке струи измерены профили трех компонент пульсационной скорости и рейнольдсовых напряжений сдвига, а также значения средней скорости и двух компонент пульсационной скорости в большом числе точек на оси струи. Измеренные профили рейнольдсовых напряжений сдвига сопоставлены с соответствующими профилями, рассчитанными на базе уравнений пограничного слоя по определенному из эксперимента профилю средней скорости. При двух значениях параметра m в одном из сечений струи измерены коэффициенты корреляции продольных составляющих пульсационной скорости и определено изменение поперек струи интегрального масштаба турбулентности.

Полученные результаты дают представление о влиянии параметра m на характеристики турбулентной струи в спутном потоке.

1. Экспериментальная установка. Методика эксперимента. Исследования были проведены в аэродинамической трубе замкнутого типа с открытой рабочей частью. Диаметр сопла 440 мм, длина рабочей части 1200 мм. Скорость потока в рабочей части трубы — скорость спутного потока — могла изменяться до 50 м/сек.

Истечение происходило из трубки, установленной вдоль оси рабочей части трубы и заканчивающейся профилированным соплом диаметром $d = 10$ или 15 мм. Скорость истечения изменялась в пределах $u_0 = 85$ —104 м/сек. Воздух для создания струи поступал по гибкому шлангу от компрессора через систему ресиверов.

Экспериментальная установка позволяла в широких пределах изменять расход воздуха через сопло и поддерживать его постоянным в про-

цессе эксперимента. Для контроля постоянства начального расхода воздуха в струе производились измерения температуры и давления воздуха в ресивере, а также перепада давления в мерном сопле.

Измерения производились при следующих значениях параметра $m = 0.04, 0.21, 0.40$ и 0.52 . Степень турбулентности потока на срезе сопла $\varepsilon_0 = 1.6\%$. Степень турбулентности спутного потока $\varepsilon_8 = 0.6\%$. Минимальное значение $m = 0.04$ было получено при неработающей трубе; при этом вследствие эжектирующего действия струи в трубе образовывалось слабое циркуляционное течение.

Основная часть измерений была произведена при помощи комплекта термоанемометрической аппаратуры «Disa Elektronik» (термоанемометр постоянной температуры), включающего два усилителя и коррелятор. Для измерения продольной составляющей средних и пульсационных скоростей использовались однониточные термонасадки с нитью из платинового воллостона диаметром 8 мк и длиной рабочей части около 1.3 мм . Измерение продольной (u') и двух поперечных составляющих (радиальной v' и окружной w') пульсационной скорости, а также рейнольдсова напряжения сдвига $\langle u'v' \rangle$ осуществлялось при помощи крестообразного термонасадка, также выполненного из платинового воллостона (диаметр нитей 8 мк , длина рабочего участка около 2 мм , зазор между нитями около 0.1 мм). Один и тот же крестообразный насадок использовался для измерения как радиальной v' , так и окружной w' составляющих пульсационной скорости. Для этого следовало лишь повернуть насадок вокруг своей оси на 90° .

Для вычисления рейнольдсова напряжения сдвига при помощи крестообразного термонасадка, усилителей и коррелятора определялись коэффициент корреляции R_{uv} между продольной и радиальной пульсациями скорости в одной точке, а также соответствующие интенсивности турбулентности $\varepsilon_u = \sqrt{\langle u'^2 \rangle} / u$ и $\varepsilon_v = \sqrt{\langle v'^2 \rangle} / u$. Тогда произведение этих трех величин определяло безразмерное отношение

$$r_\tau = \frac{\langle u'v' \rangle}{u^2} = R_{uv}\varepsilon_u\varepsilon_v \quad (1.1)$$

Таким образом, для вычисления рейнольдсова напряжения сдвига $\langle u'v' \rangle$ требовалось еще определить значение продольной составляющей осредненной скорости u .

Измерение коэффициента корреляции R_{uu} пульсаций продольной скорости в поперечном сечении струи осуществлялось при помощи двух однониточных термонасадков, симметрично раздвигаемых относительно выбранной точки [9], т. е.

$$R_{uu}(y_1, y) = \frac{\langle u'(y_1 - y) u'(y_1 + y) \rangle}{\sqrt{\langle u'^2 \rangle}(y_1 - y) \sqrt{\langle u'^2 \rangle}(y_1 + y)} \quad (1.2)$$

Интегральный поперечный масштаб турбулентности вычислялся так же, как это делается для плоских течений, т. е.

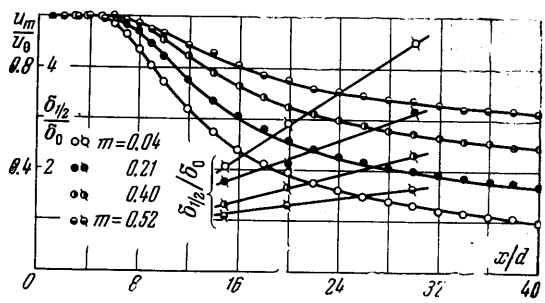
$$L(y_1) = \int_{-y_0}^{y_0} R_{uu}(y_1, y) dy \quad (1.3)$$

где y_0 — измеренное вдоль радиуса расстояние, где R_{uu} обращается в нуль.

Измерения продольной компоненты пульсационной скорости были проведены как однониточным, так и крестообразным насадками. При этом оказалось, что оба насадка дают несколько различающиеся результаты (различие не превышает при максимальных значениях ε_u величины $\Delta\varepsilon_u = 1-2\%$).

Для измерения средних скоростей использовалась также трубка Пито — Прандтля с диаметром 1.5 мм . Термонасадки и трубка Пито — Прандтля закреплялись в координатнике с тремя степенями свободы и могли перемещаться вдоль струи и в двух поперечных направлениях; при этом точность отсчета поперечных координат равнялась 0.1 мм . При измерении двухточечной корреляции с симметричным раздвижением насадков была использована рейка, закрепленная одним концом в координатнике, а другим — к швеллеру вне рабочей части трубы. На этой рейке были закреплены два термонасадка, которые могли перемещаться вдоль рейки и фиксироваться прижимными болтами. Измерения параметров течения в поперечных сечениях струи производились в основном участке на расстояниях $15, 20$ и 30 калибров от среза сопла; измерения параметров осредненного и пульсационного течения вдоль оси струи были произведены как в начальном, так и в основном участках струи вплоть до $x^0 = x/d = 40$. Число Рейнольдса, подсчитанное по диаметру сопла и средней расходной скорости на срезе сопла, составляло $R \approx 10^5$, число Маха $M = 0.25-0.30$.

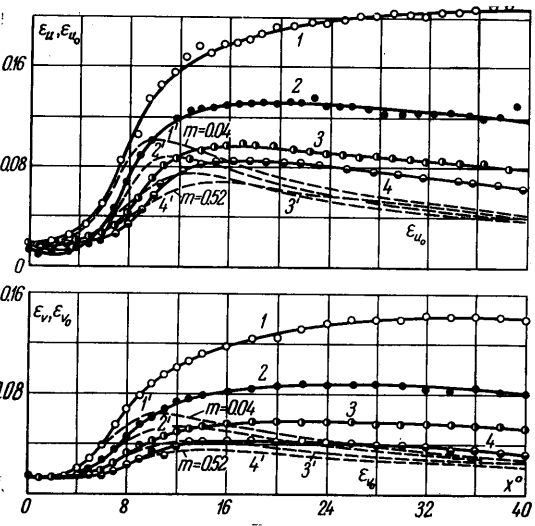
2. Результаты экспериментального исследования. 2.1. Характеристика осредненного течения в струе. При исследовании осесимметричной струи в спутном потоке необходимо прежде всего определить параметры осредненного течения — распределение скорости вдоль оси струи и в ее поперечных сечениях, изменение ширины струи вдоль по потоку и т. п. На фиг. 1 представлены кривые $u_m / u_0 = f(x^\circ)$ и $\delta_{1/2} / \delta_0 = f_2(x^\circ)$. Здесь $\delta_0 = 0.5 d$. Необходимо отметить, что экспериментальные профили избыточной скорости при всех значениях параметра m весьма удовлетворительно согласуются с теоретическим профилем, полученным в работе [10]. Экспериментальные значения u_m / u_0 и $\delta_{1/2} / \delta_0$ достаточно близки к соответствующим величинам, полученным другими авторами [9].



Фиг. 1

2.2. Изменение интенсивности турбулентности вдоль оси струи. На фиг. 2 даны зависимости интенсивности продольных и поперечных пульсаций скорости $\epsilon_u(x^\circ)$ и $\epsilon_v(x^\circ)$, измеренных соответственно одноструйным и крестообразным термонасадками.

Здесь обращают на себя внимание два обстоятельства. Во-первых, на всем протяжении основного участка струи продольные составляющие пульсаций скорости на оси струи превышают соответствующие поперечные составляющие; во-вторых, с ростом скорости спутного потока как продольные, так и поперечные пульсации заметно уменьшаются; в-третьих, интенсивность турбулентности, отнесенная к местной осредненной скорости u_m , возрастает с удалением от сопла при $m = 0.04$.



Фиг. 2

Для оценки изменения пульсаций скорости вдоль оси струи при различных значениях параметра m были вычислены безразмерные величины

$$\epsilon_{u0} = \sqrt{\langle u'^2 \rangle} / u_0$$

$$\epsilon_{v0} = \sqrt{\langle v'^2 \rangle} / u_0$$

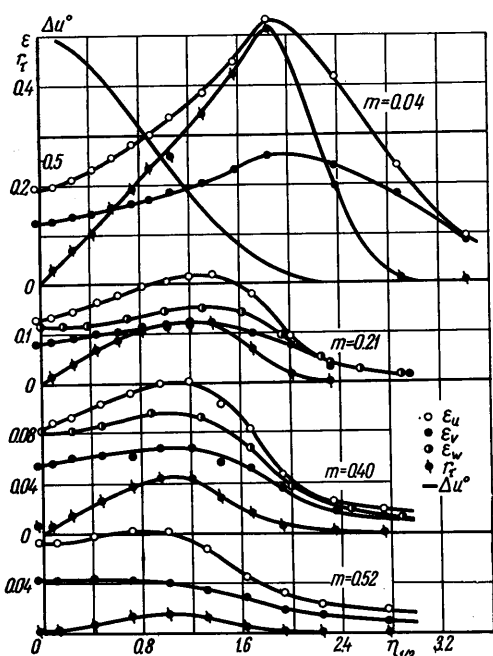
результаты такого расчета показаны на фиг. 2 пунктирными кривыми. Отсюда следует, что абсолютные значения пульсаций скорости на оси струи с удалением от сопла вначале возрастают (примерно до $x^\circ = 10 - 14$), а затем медленно уменьшаются, причем местоположение максимума пульсаций с ростом параметра m отодвигается от сопла. Отмеченный характер изменения интенсивности пульсаций вдоль оси струи обусловлен предысторией движения, т. е. структурой поля пульсационных скоростей в начальном участке струи.

Интересно отметить, что полученная на фиг. 2 для $m = 0.04$ зависимость весьма удовлетворительно согласуется с результатами измерений [5] в затопленной турбулентной струе, соответствующей $m = 0$.

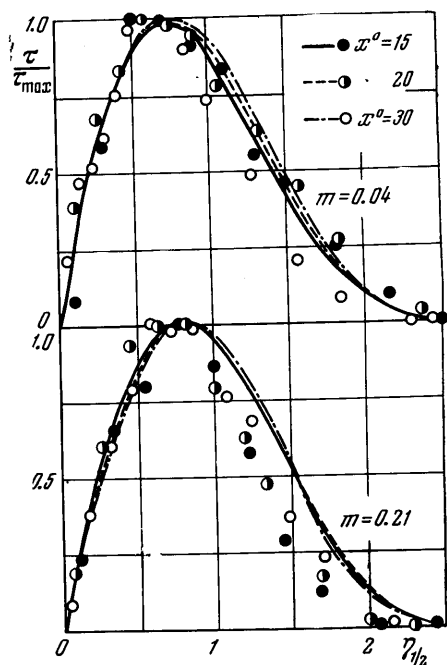
2.3. Изменение интенсивности трех компонент пульсационной скорости и рейнольдсова напряжения сдвига поперек струи. Зависимости

$$\varepsilon_u = \sqrt{\langle u'^2 \rangle} / u, \quad \varepsilon_v = \sqrt{\langle v'^2 \rangle} / u, \quad \varepsilon_w = \sqrt{\langle w'^2 \rangle} / u, \quad r_\tau = \langle u'v' \rangle / u^2$$

в функции безразмерной поперечной координаты $\eta_{1/2} = y/\delta_{1/2}$ при $x^\circ = 20$ представлены на фиг. 3, там же для ориентировки приведен теоретический профиль избыточной скорости $\Delta u^\circ = (u - u_s) / (u_m - u_s)$. Аналогичные зависимости были нами получены при $x^\circ = 15$ и 30.



Фиг. 3



Фиг. 4

Из приведенных на фиг. 3 зависимостей, прежде всего, следует, что ширина струи, определенная по затуханию пульсаций скорости, заметно превышает соответствующую ширину, определенную по затуханию продольной составляющей избыточной осредненной скорости. Далее, во всех случаях в поперечных сечениях струи продольные составляющие пульсационной скорости превышают соответствующие радиальные и окружные составляющие, за исключением границы струи, где все три составляющие пульсационной скорости различаются весьма незначительно. Необходимо также отметить, что профили радиальных и окружных составляющих пульсационной скорости достаточно близки друг к другу.

На оси осесимметричной струи радиальные составляющие пульсаций вдоль всех направлений (радиусов) должны совпадать по величине. Приведенные же на фиг. 3 профили $\varepsilon_v(\eta_{1/2})$ и $\varepsilon_w(\eta_{1/2})$ на оси струи при $y = 0$ несколько различаются, что, по-видимому, обусловлено нарушением осесимметричности течения и погрешностями измерения. Из фиг. 3, в частности, следует, что с возрастанием параметра m все три составляющие пульсационной скорости заметно уменьшаются.

При помощи профилей ε_u и ε_v можно оценить вклад пульсационных скоростей в величину избыточного импульса [6]

$$I = 2\pi\rho \int_0^{\infty} [u(u - u_s) + \langle u'^2 \rangle - \langle v'^2 \rangle] y dy \quad (2.1)$$

который при пренебрежении влиянием пульсаций имеет вид

$$I_0 = 2\pi\rho \int_0^{\infty} u(u - u_\delta) y dy \quad (2.2)$$

Так, например, используя факт универсальности профиля избыточной скорости в поперечных сечениях струи и полагая [10]

$$\Delta u^\circ = 1 - 6\eta^2 + 8\eta^3 - 3\eta^4 \quad (\eta = y/\delta, \delta = 2,6\delta_{1/2}) \quad (2.3)$$

после простых преобразований установим связь между I и I_0 :

$$I = I_0 \left\{ 1 + \frac{0.385}{b_2 + b_1\xi} \int_0^{2.6} (\xi + \Delta u^\circ) (\epsilon_u^2 - \epsilon_v^2) \eta_{1/2} d\eta_{1/2} \right\} \quad (2.4)$$

$$\xi = u_\delta / u_{1m}, \quad u_{1m} = u_m - u_\delta, \quad b_1 = \int_0^1 \Delta u^\circ \eta d\eta = \frac{1}{10}, \quad b_2 = \int_0^1 \Delta u^{\circ 2} \eta d\eta = \frac{11}{210}$$

Расчеты показали, что второй член в фигурных скобках последнего выражения составляет по величине не свыше 2—8% по сравнению с первым членом, причем с ростом m эта поправка уменьшается.

Аналогичная оценка, выполненная в работе [5] для затопленной струи, показала, что вклад пульсационных членов в величину импульса струи составляет 4—8%.

Измеренные профили радиальной и окружной компонент пульсаций скорости позволяют вычислить также профили статического давления в поперечных сечениях струи. Расчет производится по формуле [7]

$$p - p_\delta = -\rho \langle v'^2 \rangle + \rho \int_y^\delta [\langle v'^2 \rangle - \langle w'^2 \rangle] \frac{dy}{y}$$

или, после простых преобразований,

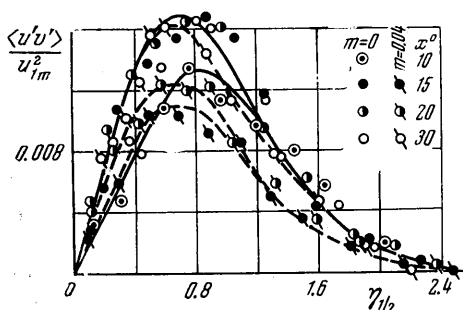
$$p^\circ = \frac{p - p_\delta}{\frac{1}{2}\rho u_{1m}^2} = -2(\xi + \Delta u^\circ)^2 \epsilon_v^2 + 2 \int_{\eta_{1/2}}^{2.6} (\xi + \Delta u^\circ)^2 (\epsilon_v^2 - \epsilon_w^2) \frac{d\eta_{1/2}}{\eta_{1/2}}$$

Оказалось, что при $m = 0.21$ и $x^\circ = 15$ и 20 коэффициент разрежения на оси струи составляет $p^\circ = -0.07$ и -0.10 , а при $m = 0.40$ имеем $p^\circ = -0.10$ и -0.13 , причем с удалением от оси струи разрежение монотонно убывает. Полученные значения коэффициента давления p° на оси струи находятся в удовлетворительном соответствии с результатами измерений других авторов [7].

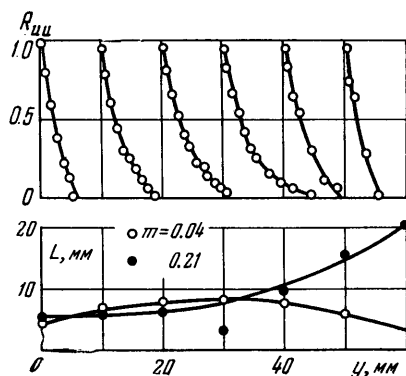
2.4. *Профили рейнольдсовых напряжений сдвига.* Представленные на фиг. 3 профили $r_\tau(\eta_{1/2})$ не дают возможности судить об истинном профиле $\langle u'v' \rangle$, поскольку эта величина относится к переменной по сечению струи скорости u . На фиг. 4 представлены зависимости $\tau / \tau_{\max} = \varphi(\eta_{1/2})$, где $\tau = -\rho \langle u'v' \rangle$. Там же нанесены и соответствующие профили τ / τ_{\max} , рассчитанные на основе использования дифференциальных уравнений осесимметричного пограничного слоя и универсальных профилей избыточной скорости (2.3) в поперечных сечениях струи (см. ниже). Соответствие экспериментальных и расчетных профилей τ / τ_{\max} можно считать вполне удовлетворительным.

2.5. *Сравнение измеренных для $m = 0.04$ профилей τ с соответствующими профилями для затопленной струи.* При $m = 0.04$ струя мало отличается от затопленной ($m = 0$). Представляет поэтому интерес сопоставление полученных нами профилей $\tau(y)$ с соответствующими профилями, приведенными в работе [5] для $x^\circ = 10, 15, 20$ и 30 .

Как видно из фиг. 5, измеренные при $m = 0.04$ профили реинольдсовых напряжений сдвига не очень сильно отличаются от соответствующих напряжений для затопленной струи [5]. С удалением от сопла соответствие обоих результатов улучшается, и при $x^\circ = 30$ оба результата практически совпадают. Необходимо, однако, учесть, что наши измерения вблизи границы струи являются более надежными, так как средняя скорость здесь не равна нулю, как это имеет место для затопленной струи [5].



Фиг. 5



Фиг. 6

2.6. *Измерения коэффициента корреляции R_{uu} и интегрального поперечного масштаба турбулентности.* На фиг. 6 приведены результаты измерений при $m = 0.04$ коэффициента корреляции в случае симметричного раздвижения насадков от различных начальных положений вдоль горизонтального диаметра струи в сечении $x^\circ = 20$. На этой же фигуре представлены вычисленные по формуле (1.3) значения поперечного масштаба $L(y)$. Как показал Е. М. Минский [11], определенный таким образом поперечный масштаб L тождествен длине пути смешения, причем для стабилизированного течения в плоском канале он получил экспериментальную зависимость $L(y)$, весьма близкую к соответствующей расчетной зависимости для пути смешения.

Как следует из фиг. 6, при $m = 0.21$ вблизи границы струи наблюдается заметное возрастание L с удалением от оси струи. Как будет показано ниже, аналогичная тенденция наблюдается и для длины пути смешения.

3. *Расчет реинольдсовых напряжений сдвига в поперечных сечениях осесимметричной струи в спутном потоке.* Рейнольдсовы напряжения сдвига в поперечных сечениях струи в спутном потоке могут быть определены как непосредственными измерениями при помощи термоанемометрической аппаратуры, так и расчетным путем, основанным на использовании дифференциальных уравнений осесимметричного турбулентного пограничного слоя

$$yu \frac{\partial u}{\partial x} + yv \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} (y\tau), \quad \frac{\partial}{\partial x} (yu) + \frac{\partial}{\partial y} (yv) = 0 \quad (3.1)$$

Здесь x, y — координаты цилиндрической системы координат; u, v — составляющие средней скорости вдоль осей x, y ; ρ — плотность жидкости; $\tau = -\rho \langle u'v' \rangle$ — реинольдсово напряжение сдвига. В первом из этих уравнений, как обычно делается, опущен член $\frac{\partial}{\partial x} (\langle u'^2 \rangle - \langle v'^2 \rangle)$, представляющий нормальное реинольдсово напряжение. Интегрируя первое уравнение (3.1) по y с учетом второго, после простых преобразований будем иметь

$$\frac{\tau}{\rho} = -\frac{1}{y} \int_0^y \frac{\partial}{\partial x} [yu(u - u_\delta)] dy + v(u - u_\delta) \quad (3.2)$$

В рамках рассматриваемого приближения можно принять, что на границе струи ($y = \delta, u = u_\delta$) реинольдсово напряжение сдвига обращается в нуль, и при $y = \delta$ соотношение (3.2) дает условие (2.2) постоянства избыточного импульса в поперечных

сечениях струи. Это же условие с учетом нормальных реинольдсовых напряжений принимает вид (2.1). Продольную составляющую осредненной скорости в сечении можно представить в виде

$$u = u_8 \mp u_1, \quad u_m = u_8 \mp u_{1m} \quad (3.3)$$

причем u_1 — недостаток или избыток скорости, верхний знак соответствует случаю $u_m < u_8$ ($m > 1$), нижний — исследованному выше экспериментально случаю $u_m > u_8$ ($m < 1$). Воспользуемся далее экспериментально установленным фактом универсальности профиля скорости в основном участке струи в спутном потоке:

$$u_1 = u_{1m} f(\eta) \quad (3.4)$$

С учетом (3.3) и (3.4) соотношение (3.2) можно преобразовать к виду

$$\tau = \rho \{ \mp u_{1m} f(\eta) + 2\delta u_{1m} u_{1m}' \eta^{-1} b_2(\eta) - 2\delta' u_{1m}^2 \eta^{-1} b_5(\eta) \mp \delta u_8 u_{1m}' \eta^{-1} b_1(\eta) \pm \delta' u_8 u_{1m} \eta^{-1} b_6(\eta) \} \quad (3.5)$$

причем

$$b_1(\eta) = \int_0^\eta f \eta d\eta, \quad b_2(\eta) = \int_0^\eta f^2 \eta d\eta, \quad b_5(\eta) = \int_0^\eta f f' \eta^2 d\eta, \quad b_6(\eta) = \int_0^\eta f' \eta^2 d\eta \quad (3.6)$$

штрих при δ и u_{1m} означает дифференцирование по x , а при $f(\eta)$ — дифференцирование по η . Выразим теперь поперечную скорость $v(\eta)$, исходя из уравнения неразрывности и условия постоянства избыточного импульса (2.2)

$$\mp \frac{v}{\delta u_{1m}} = \eta f(\eta) + (q-1) \frac{b_1(\eta)}{\eta}, \quad q = \left[1 \mp 2 \frac{b_2}{b_1} \frac{u_{1m}}{u_8} \right]^{-1}, \quad b_1 = b_1(1), \quad b_2 = b_2(1) \quad (3.7)$$

Из (2.2) следует соотношение

$$-\delta u_{1m}' = (1+q) \delta' u_{1m} \quad (3.8)$$

После подстановки (3.7) и (3.8) в (3.5) будем иметь

$$\begin{aligned} \tau &= \rho \delta' u_{1m}^2 \Phi(\eta, \xi), \quad \xi = u_8 / u_{1m} \\ \pm \Phi(\eta, \xi) &= A_1(\eta) + \xi (\xi \mp 2b_2 / b_1)^{-1} [A_2(\eta) \pm \xi A_3(\eta)] \\ A_1(\eta) &= \eta f^2 - [f \eta^{-1} b_1(\eta) \mp 2\eta^{-1} b_5(\eta) \mp 2\eta^{-1} b_2(\eta)] \\ A_2(\eta) &= f \eta^{-1} b_1(\eta) - 2\eta^{-1} b_2(\eta) - 2(b_2 / b_1) \eta^{-1} [b_1(\eta) \mp b_6(\eta)] \\ A_3(\eta) &= \eta^{-1} [2b_1(\eta) + b_6(\eta)] \end{aligned} \quad (3.9)$$

Таким образом, для определения профиля $\tau(y)$ в поперечных сечениях струи в спутном потоке требуется знать параметр ξ и функцию $f(\eta) = \Delta u^\circ$, определяющую профиль скорости. Подставляя в (3.6) выражение (2.3) для профиля скорости, будем иметь

$$\begin{aligned} \eta^{-1} b_1(\eta) &= 1/2 \eta - 3/2 \eta^3 + 8/5 \eta^4 - 1/2 \eta^5, & b_1(1) &= 1/10 \\ \eta^{-1} b_2(\eta) &= 1/2 \eta^2 - 3\eta^3 + 16/5 \eta^4 + 5\eta^5 - 96/7 \eta^6 + 25/2 \eta^7 - 48/9 \eta^8 + 9/10 \eta^9, & b_2(1) &= 11/210 \\ \eta^{-1} b_5(\eta) &= -12(1/4 \eta^3 - 2/5 \eta^4 - 5/6 \eta^5 + 20/7 \eta^6 - 25/8 \eta^7 + 14/9 \eta^8 - 3/10 \eta^9) \\ & & \eta^{-1} b_6(\eta) &= -3\eta^3 + 24/5 \eta^4 - 2\eta^5 \end{aligned}$$

В таблице приведены рассчитанные по формулам (3.9) значения функций $A_i(\eta)$, необходимые для расчета профилей реинольдсовых напряжений сдвига.

η	$-A_1$	$-A_2$	A_3
0	0	0	0
0.1	0.045200	0.096672	0.095460
0.2	0.073800	0.166371	0.163400
0.3	0.078300	0.196316	0.193847
0.4	0.066700	0.190800	0.190400
0.5	0.046867	0.154742	0.156050
0.6	0.025893	0.105543	0.107520
0.7	0.011297	0.056872	0.058590
0.8	0.003353	0.020932	0.021760
0.9	0.000348	0.003179	0.003331
1.0	0	0	0

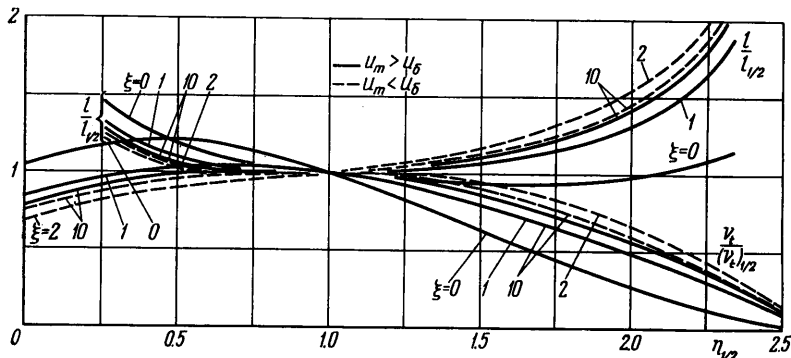
Наличие этих зависимостей позволяет, в частности, проверить, в какой степени выполняются основные предпосылки полумпирических теорий турбулентности о постоянстве поперек струи длины пути смешения l или же коэффициента турбулентного обмена ν_t , входящих в приближенные формулы для τ

$$\tau = \rho l^2 (\partial u / \partial y)^2, \quad \tau = \rho \nu_t \partial u / \partial y \quad (3.10)$$

Приравнивая (3.9) и (3.10), получим

$$\frac{l}{\delta \sqrt{\delta'}} = \frac{\Phi^{1/2}(\eta, \xi)}{f'(\eta)}, \quad \frac{\nu_t}{\delta \delta' u_{1m}} = \frac{\Phi(\eta, \xi)}{f'(\eta)} \quad (3.11)$$

Результаты соответствующего расчета представлены на фиг. 7. Отсюда следует, что в средней части струи при $0.1 < \Delta u^\circ < 0.7$ как величина l , так и величина ν_t изменяются незначительно. Во внешней части струи, вблизи ее границы, длина пути смешения



Фиг. 7

растет с удалением от оси струи. Вместе с тем, из фиг. 7 следует, что лучшее соответствие с экспериментом результатов расчета при помощи формул (3.10) будет, по-видимому, получено, если принять для всех значений параметра ξ единую зависимость вида

$$l = l_0(x) l_1(\eta_{1/2}), \quad \nu_t = \nu_{t0}(x) \nu_{t1}(\eta_{1/2}) \quad (3.12)$$

вместо общепринятых зависимостей $l = l(x)$ и $\nu_t = \nu_t(x)$.

Полученные здесь формулы для τ использованы выше при сравнении расчетных и экспериментальных профилей $\tau(y)$.

Поступило 27 II 1965

ЛИТЕРАТУРА

1. Corrsin S. Investigation of flow in an axially symmetrical heated jet of air. NASA Wartime Report W-94, December, 1943.
2. Laurence J. Intensity, scale and spectra of turbulence in mixing region of free subsonic jet. NASA 1956. Report 1292.
3. Kobashi G. Experimental studies on compound jets. Proc. of the 2nd Japan National Congress for Appl. Mech, 1953. Tokio, Japan, 1954.
4. Антонова Г. С. Исследование характеристик турбулентности свободной неизотермической струи и открытого факела. Тр. совещания по прикладной газовой динамике. 1956, Алма-Ата, Изд-во АН Каз.ССР, 1959.
5. Rosler R. S., Bankoff S. G. Large-scale turbulence characteristics of a submerged water jet. Amer. Inst. Chem. Engng J. 1963, vol. 9, No 5.
6. Таунсенд А. А. Структура турбулентного потока с поперечным сдвигом. Изд. иностр. лит., 1959.
7. Хинце И. О. Турбулентность. Физматгиз, 1963.
8. Шубауэр Г. Б., Чен К. М. Турбулентное течение. В кн.: «Турбулентные течения и теплопередача». Изд. иностр. лит., 1963.
9. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. Физматгиз, 1960.
10. Гиневский А. С. Турбулентные неизотермические струйные течения сжимаемого газа. В сб. «Промышленная аэродинамика», вып. 23, Оборонгиз, 1962.
11. Минский Е. М. Статистическое определение пути смешения в турбулентном потоке. Докл. АН СССР, 1940, т. 28, № 8.