

УДК 532.529

МОДЕЛИРОВАНИЕ КРУПНЫХ ВИХРЕЙ В ТУРБУЛЕНТНОЙ СТРУЕ, ИСТЕКАЮЩЕЙ В ЗАТОПЛЕННОЕ ПРОСТРАНСТВО ИЛИ СПУТНЫЙ ПОТОК

К. Н. Волков

Университет Суррея, GU2 7XH, Гилфорд, Великобритания
E-mail: dsci@mail.ru

Приводятся результаты моделирования крупных вихрей в дозвуковой изотермической турбулентной струе, истекающей из круглого сопла в затопленное пространство или спутный поток. Течение описывается фильтрованными по пространству уравнениями Навье — Стокса и RNG-моделью подсеточной вихревой вязкости. Результаты расчетов при различных значениях параметра спутности сравниваются с известными результатами численного моделирования и данными эксперимента. Установлено, что полученные результаты хорошо согласуются с данными измерений и подтверждают основные закономерности изменения газодинамических и пульсационных параметров затопленных и спутных струй.

Ключевые слова: струя, турбулентность, моделирование крупных вихрей, спутный поток.

Введение. Одной из особенностей свободных сдвиговых течений является наличие в слое смешения крупномасштабных вихревых образований. Управление когерентными структурами путем их усиления или разрушения (например, с помощью акустических возмущений различной интенсивности и частоты) позволяет более эффективно воздействовать на процессы переноса и теплообмена.

Топология крупномасштабных вихревых структур в слое смешения изучается с использованием как экспериментальных методов, так и численного моделирования турбулентных течений. Для расчетов применяются методы прямого численного моделирования (direct numerical simulation (DNS)), а именно метод крупных вихрей (large eddy simulation (LES)) и его модификации (very large eddy simulation (VLES)), а также комбинированные подходы, например метод моделирования отсоединенных вихрей (detached eddy simulation (DES)) и метод подавления пульсаций при моделировании крупных вихрей (monotonically integrated LES (MILES)). В ряде случаев под прямым численным моделированием понимаются подходы, в которых вихревая вязкость зависит от шага разностной сетки [1].

Результаты прямого численного моделирования и моделирования крупных вихрей течений несжимаемой и сжимаемой жидкостей в струе приведены в работах [1] ($Re = 2 \cdot 10^3; 10^4$), [2] ($Re = 3,6 \cdot 10^3$), [3] ($Re = 10^4$), [4] ($Re = 4 \cdot 10^3$), [5] ($Re = 2,5 \cdot 10^4$), [6] ($M = 0,9$, $Re = 3,6 \cdot 10^4$), [7] ($Re = 6 \cdot 10^3; 10^5$), [8] ($Re = 7,60 \cdot 10^3; 2,76 \cdot 10^4$), [9, 10] ($M = 0,9$, $Re = 10^4$), [11] ($M = 0,9$, $2,5 \cdot 10^3 \leq Re \leq 4,0 \cdot 10^5$).

В качестве подсеточной модели использовались модель Смагоринского [3, 5, 8], модель структурной функции [4], которая при определенных условиях сводится к модели Смагоринского, динамическая модель [6–8] и модель подобных масштабов [3]. Сравнение результатов расчетов с данными измерений показывает, что в модели Смагоринского интенсивность турбулентности в зоне смешения занижена [3]. Рассогласование данных объясняется

неустойчивым характером течения и обратным переходом энергии — от мелких вихрей к крупным (в отличие от модели подобных масштабов модель Смагоринского не учитывает обратный переход энергии).

Расчеты, выполненные в работе [1], позволили в естественной системе координат описать анизотропное растекание вдоль стенки в направлении, перпендикулярном направлению оси струи, истекающей из круглого сопла. Смещение струй различной плотности рассматривается в работе [4]. В [5] основное внимание уделяется исследованию процессов формирования слоя смещения на начальном участке струи и его развития вниз по потоку, а также влияния коэффициента подсеточной модели Смагоринского на характеристики струи.

В работах [9, 10] расчеты проводятся на грубой сетке без использования какой-либо подсеточной модели, а диссипация учитывается в разностной схеме (используется подход MILES). Результаты, полученные в [11], свидетельствуют о перспективности подхода, основанного на явной фильтрации уравнений Навье — Стокса и приближенной декомпозиции поля скоростей. Данные численного моделирования [6, 9, 10] используются для нахождения звукового поля струи, а также при изучении способов внешнего воздействия на структуру струи и способов интенсификации турбулентного перемешивания [7].

В работах [1–11] расчеты выполнены для достаточно узкого диапазона значений параметров, характеризующих истечение струи, и на крупной сетке. В некоторых расчетах свободных сдвиговых течений используется осесимметричная постановка задачи, что противоречит методу моделирования крупных вихрей, который является принципиально трехмерным методом. Сравнительно небольшое количество работ (см. [1–11]) посвящено исследованию характеристик потока в ближнем поле течения струи (при $x/r_a < 50$) и моделированию струй, истекающих в спутный поток (за исключением работ [5, 10]).

В данной работе при моделировании течения в дозвуковой круглой струе, истекающей в затопленное пространство или спутный поток, используется метод крупных вихрей. Течение в струе описывается фильтрованными по пространству уравнениями Навье — Стокса, для замыкания которых используется модель подсеточной вихревой вязкости, построенная на основе теории ренормализованных групп (RNG-модель). Результаты расчетов сравниваются с имеющимися в литературе данными, полученными при интегрировании осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье — Стокса, а также с данными измерений.

1. Основные соотношения. Начало системы координат расположено на срезе сопла. Отсчет координаты x ведется в направлении, совпадающем с направлением распространения струи. В качестве характерного масштаба для переменных с размерностью длины принимается радиус выходного сечения сопла r_a , а для переменных с размерностью скорости — скорость газа на срезе сопла u_a . Окружающая среда имеет скорость u_∞ . Течение в струе характеризуется параметром спутности $m = u_\infty/u_a$ (для затопленной струи $m = 0$). В случае изотермической струи температура газа на срезе сопла равна температуре окружающей среды ($T_a = T_\infty$).

1.1. *Уравнения в консервативных переменных.* В декартовой системе координат (x, y, z) нестационарное течение вязкого сжимаемого газа описывается уравнением переноса

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} + \frac{\partial F_z}{\partial z} = 0,$$

которое дополняется уравнением состояния совершенного газа

$$p = (\gamma - 1)\rho[e - (v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)/2].$$

Вектор консервативных переменных Q и векторы потоков F_x , F_y , F_z имеют следующий вид:

$$\mathbf{Q} = \begin{pmatrix} \rho \\ \rho v_x \\ \rho v_y \\ \rho v_z \\ \rho e \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F}_x = \begin{pmatrix} \rho v_x \\ \rho v_x v_x + p - \tau_{xx} \\ \rho v_x v_y - \tau_{xy} \\ \rho v_x v_z - \tau_{xz} \\ (\rho e + p)v_x - v_x \tau_{xx} - v_y \tau_{xy} - v_z \tau_{xz} + q_x \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{F}_y = \begin{pmatrix} \rho v_y \\ \rho v_y v_x - \tau_{yx} \\ \rho v_y v_y + p - \tau_{yy} \\ \rho v_y v_z - \tau_{yz} \\ (\rho e + p)v_y - v_x \tau_{yx} - v_y \tau_{yy} - v_z \tau_{yz} + q_y \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{F}_z = \begin{pmatrix} \rho v_z \\ \rho v_z v_x - \tau_{zx} \\ \rho v_z v_y - \tau_{zy} \\ \rho v_z v_z + p - \tau_{zz} \\ (\rho e + p)v_z - v_x \tau_{zx} - v_y \tau_{zy} - v_z \tau_{zz} + q_z \end{pmatrix}.$$

Компоненты тензора вязких напряжений и составляющие вектора теплового потока находятся из соотношений

$$\tau_{ij} = \mu_{eff} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right), \quad q_i = -\lambda_{eff} \frac{\partial T}{\partial x_i}.$$

В приведенных уравнениях t — время; v_x, v_y, v_z — составляющие скорости в направлениях осей x, y, z ; ρ — плотность; p — давление; e — полная энергия единицы массы; T — температура; γ — отношение удельных теплоемкостей.

Эффективная вязкость μ_{eff} вычисляется в виде суммы молекулярной вязкости μ и вихревой вязкости μ_s , а эффективная теплопроводность λ_{eff} выражается через вихревую вязкость и число Прандтля.

При постановке граничных условий и обработке результатов расчетов вместо декартовой системы координат (x, y, z) используется цилиндрическая система координат (x, r, θ) . Радиальная и окружная составляющие скорости связаны с составляющими скорости в декартовой системе координат соотношениями

$$v_r = \frac{v_y y + v_z z}{(y^2 + z^2)^{1/2}}, \quad v_\theta = \frac{v_z y - v_y z}{(y^2 + z^2)^{1/2}}.$$

Вследствие симметрии расчетной области и граничных условий среднее по времени значение окружной скорости равно нулю.

1.2. *Модель подсеточной вязкости.* В модели подсеточной вязкости, построенной на основе теории ренормализованных групп, расчет эффективной вязкости сводится к решению нелинейного алгебраического уравнения [12]

$$\mu_{eff} = \mu [1 + H(X - C)]^{1/3}, \quad X = \mu_s^2 \mu_{eff} / \mu^3,$$

где $C = 100$. Подсеточная вязкость находится из соотношения модели Смагоринского

$$\mu_s = \rho (C_R \Delta) |S|^2, \quad |S| = (2S_{ij} S_{ij})^{1/2}, \quad S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right),$$

но с другим значением постоянного множителя: $C_R = 0,157$. При $X \gg C$ имеет место формула Смагоринского с коэффициентом $C_S = (2C_R)^{1/4} / (2\pi) = 0,119$. Зависимость между шириной фильтра Δ и размером шага разностной сетки выражается соотношением

$$\Delta = (\Delta x \Delta y \Delta z)^{1/3},$$

где $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ — шаги сетки в направлениях осей x, y, z .

В области течения с развитой турбулентностью $\mu_s \gg \mu$, поэтому $\mu_{eff} \approx \mu_s$ и RNG-модель сводится к модели Смагоринского. В слаботурбулентной области аргумент функции Хевисайда становится отрицательным, следовательно, $\mu_{eff} \approx \mu$.

При малых значениях турбулентного числа Маха (менее 0,4) поправка на сжимаемость оказывает слабое влияние на результаты расчетов [13].

2. Граничные условия. Характеристики струи зависят от чисел Рейнольдса и Маха, параметра спутности, степени турбулентности на срезе сопла и условий истечения струи, в частности формы профиля скорости, обусловленной наличием пограничного слоя на внутренней стенке сопла и влиянием спутного потока на развитие пограничного слоя на внешней поверхности сопла.

От формы начального распределения скорости зависят степень турбулентности в струйном потоке и интенсивность смешивания струи с окружающей жидкостью (особенно при распространении спутных струй, скорости которых различаются незначительно). Условия истечения струи оказывают слабое влияние на характеристики потока при достаточно больших числах Рейнольдса ($Re > 5 \cdot 10^4$), умеренных числах Маха и начальной степени турбулентности в струе, не превышающей 3 ÷ 4 %.

Входная граница расчетной области совпадает со срезом сопла ($x = 0$), скорость на ней задается граничными условиями

$$v_x(r) = \begin{cases} u_a(r), & |r| \leq r_a, \\ u_\infty, & |r| > r_a. \end{cases}$$

При моделировании крупных вихрей необходимо задавать нестационарные граничные условия во входном сечении, обусловленные пульсационным характером потока [1, 13]. Свободные сдвиговые течения неустойчивы, и колебания в них возникают при отсутствии внешних источников возмущений.

Для корректной постановки граничных условий необходимо выполнить расчет течения в круглой трубе и пограничном слое на внешней поверхности сопла [8, 10] (часть сопла включается в расчетную область), что требует больших временных затрат. Поэтому расчет течения в трубе не проводится, а на срезе сопла задается профиль скорости, на который накладываются случайные синусоидальные возмущения [6]:

$$v_x(r, t) = (u_a/3)[1 + \text{th}((0,5 - |r|)/(2\delta))][1 + \alpha \sin(St t)].$$

В расчетах $\delta/r_a \approx 0,1$, $St = 0,45$, $\alpha = 0,0025$. Малые случайные возмущения накладываются также на радиальное распределение окружной скорости

$$v_\theta(r, t) = 0,025 \exp[-3(1 - |r|)^2] \varphi,$$

где φ — случайное значение из равномерного распределения на интервале $[-0,5; 0,5]$. Радиальная скорость на срезе сопла равна нулю: $v_r(r, t) = 0$.

Граничные условия вдали от затопленной струи (на нижней, верхней и боковых границах расчетной области) определяются ее эжектирующими свойствами: в этой области существует индуцированное потенциальное течение, направленное к струе [1, 14]. Свойства и параметры такого течения заранее неизвестны и определяются параметрами самой струи. Расчеты стационарных течений показывают, что наиболее точные результаты можно получить при использовании граничных условий, основанных на точном решении, описывающем потенциальное течение вне круглой турбулентной струи [15]. Параметры этого решения определяются по рассчитанным параметрам потока в контрольных объемах, примыкающих к расчетной области. Давление определяется из интеграла Бернулли по известному давлению на бесконечности с учетом предположения о потенциальном характере течения вне струи. При моделировании спутной струи на границах расчетной

области задаются неотражающие граничные условия. На границах, через которые газ покидает расчетную область, для искомых функций также используются неотражающие граничные условия.

3. Численный метод. Дискретизация основных уравнений проводится с помощью метода контрольного объема и разностных схем повышенной разрешающей способности по времени и пространству [16]. Для дискретизации по времени используется метод Рунге — Кутты третьего порядка. Вектор потока расщепляется на вязкую и невязкую составляющие. Для дискретизации невязких потоков применяются метод кусочно-параболической реконструкции и схема Чакраварти — Ошера, а для дискретизации вязких потоков — центральные конечно-разностные формулы второго порядка. Система разностных уравнений решается многосеточным методом на основе схемы полной аппроксимации. Для сглаживания решения используется обобщенный метод взвешенных невязок. Последовательность вложенных сеток строится с помощью метода схлопывающихся граней [16]. Вычислительная процедура реализована в виде компьютерного кода на языке программирования C/C++. Для распараллеливания вычислительной процедуры применяется интерфейс межпроцессорного взаимодействия MPI.

Расчеты проводились на кластере с 80 двухпроцессорными узлами на базе процессоров Intel Xeon 2.4 GHz с операционной системой Linux. Для расчета одного варианта задачи требовалось около 2,5 недель.

4. Результаты расчетов. Расчеты выполняются для двух видов струй. В одном случае скорость истечения внутренней струи u_a превышает скорость истечения внешней струи u_∞ ($m < 1$), в другом — скорость истечения u_a меньше скорости спутного потока u_∞ ($m > 1$).

Начальные параметры задачи имеют следующие значения: $r_a = 5$ мм, $u_a = 0 \div 80$ м/с, $u_\infty = 0 \div 100$ м/с, $T_a = T_\infty = 288$ К, $p_a = p_\infty = 1,013 \cdot 10^5$ Па. Параметры на срезе сопла соответствуют отношению скоростей $0 \leq m \leq 1,8$ и числу Рейнольдса $Re = 7,2 \cdot 10^4$ (число Рейнольдса поддерживается постоянным за счет изменения динамической вязкости).

Расчеты проводятся в области $[0, L_x] \times [-L_y, L_y] \times [-L_z, L_z]$. Длина расчетной области составляет $L_x = 120r_a$, ее ширина и высота во входном и выходном сечениях полагаются равными $L_y = L_z = 10r_a$ и $L_y = L_z = 40r_a$ соответственно.

Сетка содержит $200 \times 80 \times 80$ ячеек. До сечения $x \approx 12r_a$ шаг по переменной x полагается практически постоянным, а затем постепенно увеличивается по закону геометрической прогрессии. В поперечном сечении сетка сгущается вблизи кромок сопла. Шаги по координатным направлениям равны $\Delta x_{\min} = 0,08r_a$, $\Delta x_{\max} = 0,15r_a$, $\Delta y_{\min} = \Delta z_{\min} = 0,03r_a$, $\Delta y_{\max} = \Delta z_{\max} = 0,1r_a$. Шаг по времени составляет $\Delta t = 0,08r_a/u_a$. Расчеты ведутся до момента времени $t = 1500r_a/u_a$.

Колмогоровский и тейлоровский микромасштабы длины в круглой затопленной струе связаны с числом Рейнольдса на срезе сопла и осевой координатой (при $x/r_a > 100$) соотношениями [17]

$$l_k = (48 Re^3)^{-1/4} x, \quad l_t = 0,88 Re^{-1/2} x.$$

При $Re = 7,2 \cdot 10^4$ получаем $l_k = 8,6 \cdot 10^{-5} x$ и $l_t = 3,2 \cdot 10^{-3} x$, поэтому в дальнем поле течения $\Delta x \approx 10l_k$, $\Delta y \approx \Delta z \approx 5,8l_k$.

Анализ картины течения, представленной в виде линий уровня вихря скорости, показывает, что в сдвиговом слое струи присутствуют крупномасштабные вихревые структуры в форме тороидальных осесимметричных вихрей, зарождающихся на некотором расстоянии от среза сопла (составляющем порядка 1–2 его диаметров). Контуры когерентной структуры в радиальном сечении струи представляют собой эллипсы, что свидетельствует об анизотропии турбулентных пульсаций.

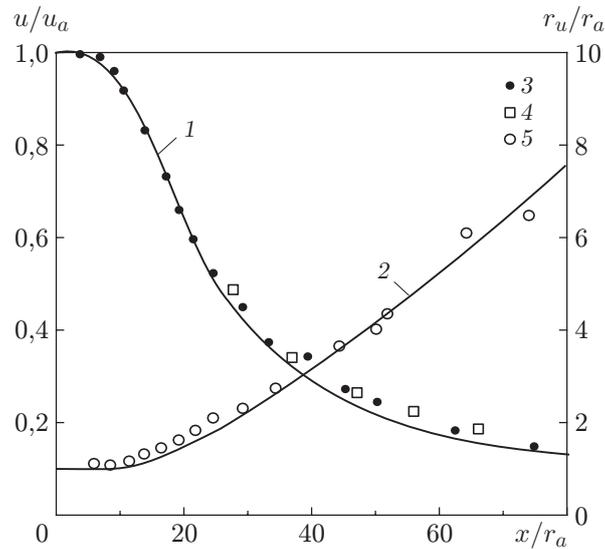


Рис. 1. Распределения осевой скорости (1, 3, 4) и половинного радиуса струи (2, 5) вдоль продольной координаты:

1, 2 — результаты расчетов, полученные в настоящей работе; 3, 5 — экспериментальные данные [20]; 4 — экспериментальные данные [19]

На начальном участке струи характерный размер вихревых структур является достаточно малым, вниз по потоку он увеличивается, при этом интенсифицируется обмен количеством движения между струей и окружающей жидкостью. Генерация вихрей обусловлена неустойчивостью типа неустойчивости Кельвина — Гельмгольца сдвигового слоя. Максимумы и минимумы завихренности находятся в центрах вихрей. При малых числах Рейнольдса ($Re \approx 10^3$) вблизи среза сопла струя является практически осесимметричной, при увеличении числа Рейнольдса ($Re \approx 10^4$) и расстояния от среза сопла появляется слабая синусоидальная мода.

Распределения осевой скорости и половинного радиуса струи, показанные на рис. 1, достаточно хорошо согласуются с данными измерений [18, 19] и результатами анализа [20], основанного на решении осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье — Стокса. Однако при этом скорость вдоль продольной координаты затухает быстрее.

В срединной части профилей скорости, имеющих типичный для струйных течений характер, находится точка перегиба. С увеличением расстояния от среза сопла радиус струи увеличивается, что свидетельствует об увеличении толщины зоны смешения струи со спутным потоком. Вблизи границы струи, где значения избыточного импульса стремятся к нулю, профили скорости становятся пологими.

На рис. 2 приведены распределения пульсаций скорости в поперечных сечениях на начальном и основном участках струи. Видно, что локальное подобие этих распределений имеет место лишь во внешней зоне смешения при $r/\delta \geq 0,3$ (радиальная координата нормируется на толщину зоны смешения δ , а пульсации скорости — на их максимальное значение u'_m). Вблизи границы струи существенный разброс экспериментальных данных объясняется неустойчивым характером течения [21]. Максимальная величина турбулентных пульсаций скорости в зоне смешения достигает $15 \div 16$ % средней скорости при $\theta = 1,5 \div 2,0$ % (струи с естественным уровнем начальной турбулентности). Вниз по потоку имеет место выравнивание величин пульсаций скорости в поперечном сечении.

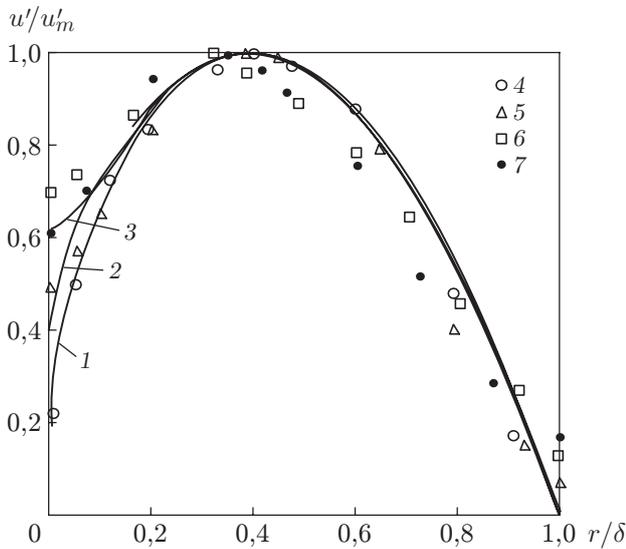


Рис. 2

Рис. 2. Распределение интенсивности турбулентности в зоне смешения струи: 1–3 — результаты расчетов, полученные в настоящей работе (1 — $x/r_a = 45$; 2 — $x/r_a = 90$; 3 — $x/r_a = 120$); 4–7 — экспериментальные данные [21] (4 — $x/r_a = 48$; 5 — $x/r_a = 96$; 6 — $x/r_a = 168$; 7 — $x/r_a = 360$)

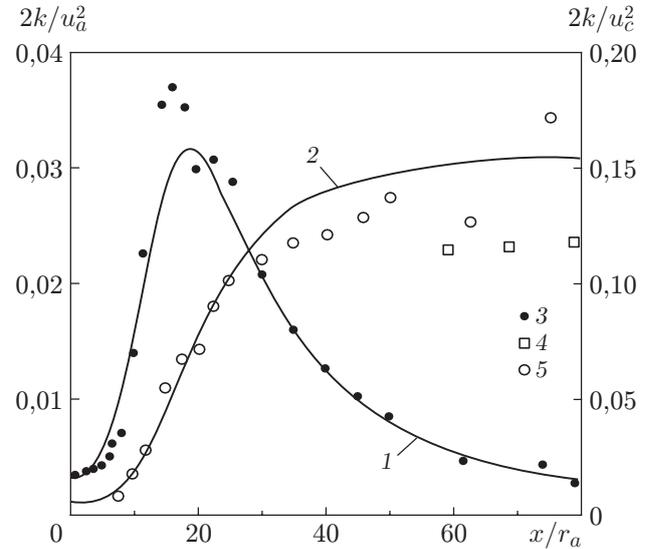


Рис. 3

Рис. 3. Распределения кинетической энергии турбулентности, нормированной на скорость на срезе сопла (1, 3) и скорость на оси струи (2, 4, 5), вдоль продольной координаты:

1, 2 — результаты расчетов, полученные в настоящей работе; 3, 5 — расчетные данные [20]; 4 — экспериментальные данные [19]

На рис. 3 представлены распределения кинетической энергии турбулентности вдоль оси струи и в поперечных сечениях в сравнении с экспериментальными данными [19] и результатами расчетов [20]. Максимум кинетической энергии турбулентности имеет место при $x/r_a \approx 18$ (кривая 1), что соответствует данным [20], согласно которым $x/r_a \approx 21$. При $x/r_a > 45$ кинетическая энергия турбулентности, нормированная на скорость течения на оси струи u_c , имеет практически постоянное значение (приблизительно 0,15).

Вниз по потоку от среза сопла (в интервале $0 < x/r_a < 20$) происходит рост кинетической энергии турбулентности с последующим ее уменьшением и смещением максимальных значений к оси струи. При увеличении начальных значений интенсивности турбулентности (в пределах значений, характерных для реальных струйных течений) существенного изменения поля турбулентности не происходит.

Основной вклад в баланс кинетической энергии турбулентности вносит производство турбулентности за счет градиента скорости, а также слагаемые, учитывающие корреляционные моменты пульсаций давления и градиента скорости (их максимумы имеют место при $r/x \approx 0,05$).

Увеличение уровня турбулентности на срезе сопла приводит к увеличению интенсивности смешения струи с окружающим газом и уменьшению дальности струи. При этом имеет место существенное различие характера изменения кинетической энергии турбулентности вдоль оси струи при малой и большой степенях турбулентности на срезе сопла. При малой степени турбулентности на срезе сопла ($\theta \approx 2\%$) кинетическая энергия турбулентности сначала возрастает, достигает максимума, а затем медленно уменьшает-

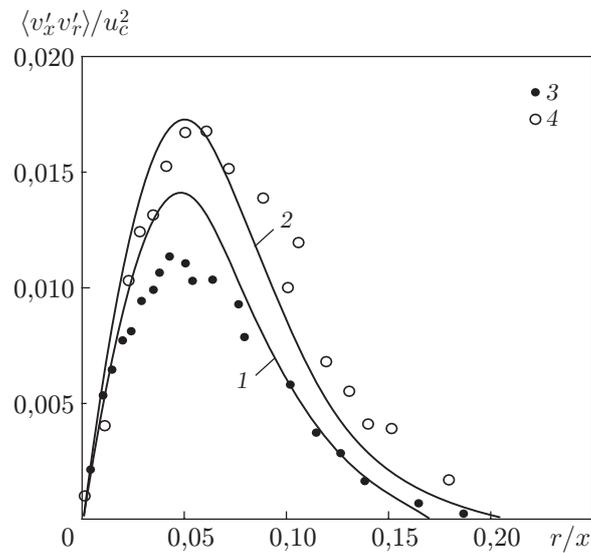


Рис. 4. Распределение корреляционного момента пульсаций осевой и радиальной скоростей при $x/r_a = 20$ (1, 3) и $x/r_a = 50$ (2, 4):
1, 2 — результаты расчетов, полученные в настоящей работе; 3, 4 — экспериментальные данные [22]

ся. В случае большой степени турбулентности на срезе сопла ($\theta \approx 8\%$) сначала происходит резкое уменьшение кинетической энергии турбулентности вдоль оси струи, затем она начинает расти, достигая максимума, и далее вниз по потоку уменьшается по степенному закону. Происходит уменьшение длины начального участка вплоть до его исчезновения и более интенсивное уменьшение значений газодинамических параметров вдоль оси струи. При очень больших значениях начальной степени турбулентности ($\theta \approx 15\%$) кинетическая энергия турбулентности непрерывно уменьшается вниз по потоку.

Форма полученных распределений рейнольдсовых напряжений хорошо согласуется с данными [19, 22], однако количественное различие в некоторых точках достигает 25% (рис. 4). При этом полученные в эксперименте [18] профили рейнольдсовых напряжений являются менее наполненными (площадь, ограниченная кривой, уменьшается), а их максимум оказывается меньше. Максимум рейнольдсовых напряжений в радиальном направлении расположен достаточно близко к максимуму средних сдвиговых напряжений, который имеет место при $r/x \approx 0,055$.

Распределения величин пульсаций радиальной и окружной скоростей согласуются с распределениями величин пульсаций осевой скорости как в продольном, так и в поперечном направлении, однако величины этих пульсаций приблизительно в $1,5 \div 2,0$ раза меньше.

Среднеквадратичная величина пульсаций осевой скорости на оси (при $x/r_a > 80$) приблизительно на $10 \div 12\%$ превышает соответствующее значение для радиальной скорости, что согласуется с данными [18], согласно которым различие составляет $12 \div 16\%$. Интенсивность турбулентности в радиальном и окружном направлениях имеет тот же порядок величины, что и в осевом направлении (0,2 и 0,22 для радиальной и окружной скоростей соответственно и 0,25 для продольной скорости). В распределении пульсаций продольной скорости имеется локальный максимум, в то время как в распределениях пульсаций радиальной и окружной скоростей локальный максимум отсутствует. Наибольшее различие полученных результатов и данных измерений [18, 19] имеет место в приосевой области струи.

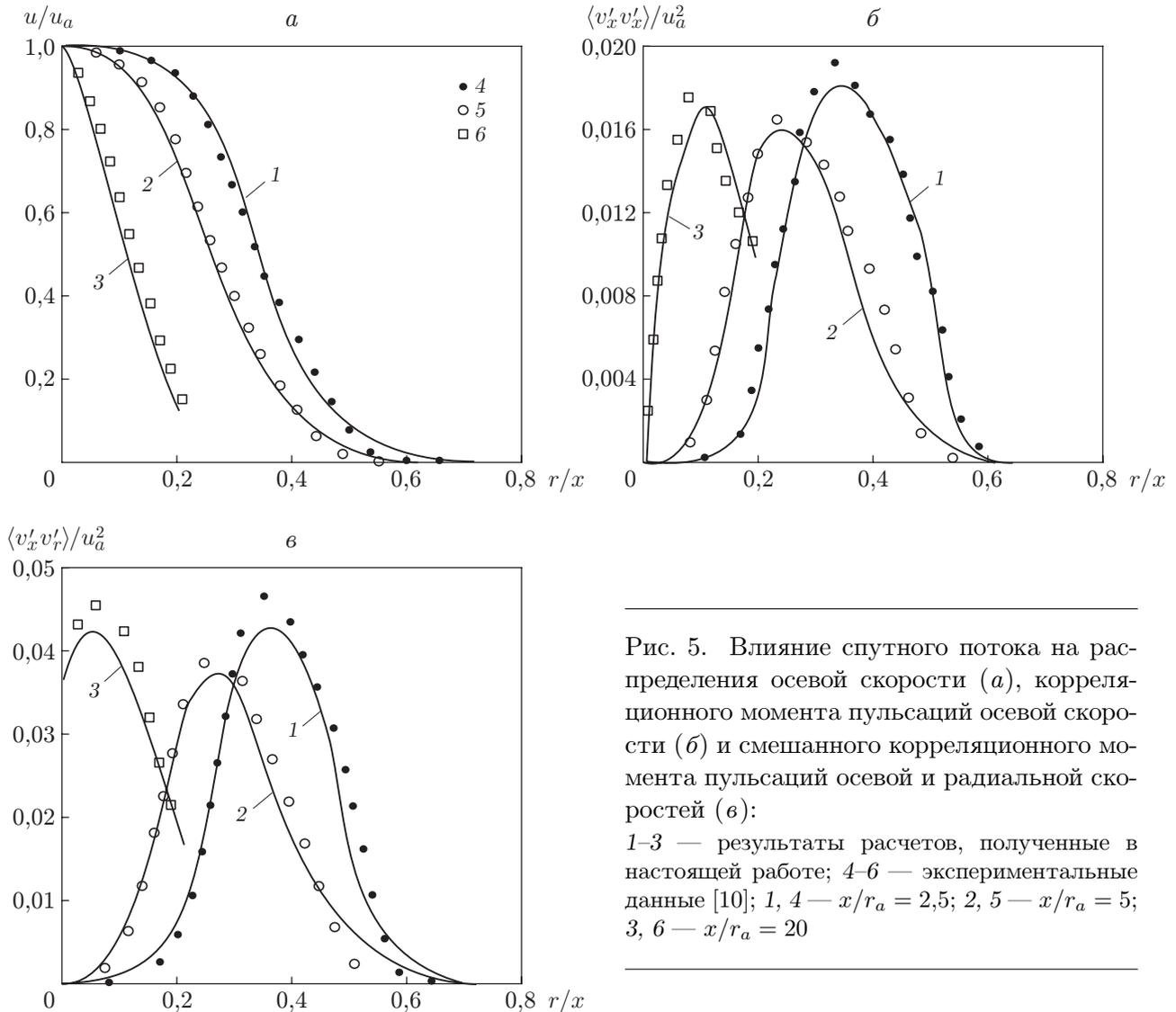


Рис. 5. Влияние спутного потока на распределения осевой скорости (а), корреляционного момента пульсаций осевой скорости (б) и смешанного корреляционного момента пульсаций осевой и радиальной скоростей (в):

1–3 — результаты расчетов, полученные в настоящей работе; 4–6 — экспериментальные данные [10]; 1, 4 — $x/r_a = 2,5$; 2, 5 — $x/r_a = 5$; 3, 6 — $x/r_a = 20$

В центральной зоне струи тройные корреляции $\langle v'_x v'_r v'_r \rangle$ и $\langle v'_x v'_\theta v'_\theta \rangle$ имеют небольшие отрицательные значения, что согласуется с данными [19, 22], но противоречит данным [18]. Эти корреляции имеют максимум при $r/x \approx 0,075$ и меняют знак при $r/x \approx 0,035$.

На рис. 5 показано влияние параметра спутности на интенсивность турбулентного переноса при $m = 0,68$. Для сравнения на рис. 5 приведены также данные работы [10] при $m = 0,74$. В целом полученные результаты удовлетворительно согласуются с данными [10] по пульсационным характеристикам турбулентного потока.

Параметр спутности оказывает существенное влияние на дальнобойность струи (особенно при $m > 1$). Наиболее существенное влияние параметра спутности на толщину зоны смешения наблюдается при переходе от затопленного струйного течения к спутному (при $m \approx 0$). Максимальная дальнобойность и минимальная скорость увеличения толщины зоны смешения имеют место при $m = 1$. При истечении струи в спутный поток степень ее размывания меньше, чем при истечении струи в затопленное пространство, а длина начального участка увеличивается (радиус струи уменьшается, а дальнобойность увеличивается).

Заключение. Проведено моделирование крупных вихрей в дозвуковой изотермической турбулентной струе, истекающей из круглого сопла в затопленное пространство или спутный поток.

На основе обработки результатов численного моделирования получены распределения корреляционных моментов пульсаций скорости вдоль оси и в поперечных сечениях струи. Результаты расчетов подтверждают основные закономерности изменения газодинамических и пульсационных параметров затопленных и спутных струй холодного газа.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Любимов Д. А.** Возможности использования прямых методов для численного моделирования турбулентных струй // *Аэромеханика и газовая динамика*. 2003. № 3. С. 14–20.
2. **Freund J. B., Moin P., Lele S. K.** Compressibility effects in a turbulent annular mixing layer: Tech. Report / Stanford Univ.; N TF-72. Stanford, 1997.
3. **Yan H., Su M.** Application and comparison of two SGS models in large eddy simulation of free turbulent jet flow // *Comm. Nonlinear Sci. Numer. Simulation*. 1999. V. 4, N 1. P. 12–19.
4. **Salinas-Vazquez M., Vicente W., Espinosa A., Barrios E.** Large eddy simulation of an ammonia jet // *Amer. J. Appl. Sci.* 2005. V. 2, N 8. P. 1270–1273.
5. **Илюшин Б. Б., Красинский Д. В.** Моделирование динамики турбулентной круглой струи методом крупных вихрей // *Теплофизика и аэромеханика*. 2006. Т. 13, № 1. С. 49–61.
6. **Voersma B. J., Lele S. K.** Large eddy simulation of compressible turbulent jets // Annual research brief. Stanford: Stanford Univ., 1999. P. 365–377.
7. **Hilgers A.** Control and optimization of turbulent jet mixing // Annual research brief. Stanford: Stanford Univ., 2000. P. 45–54.
8. **Meinke M., Schroder W., Krause E., Rister Th.** A comparison of second- and sixth-order methods for large-eddy simulations // *Comput. Fluids*. 2002. V. 31, N 4–7. P. 695–718.
9. **Shur M. L., Spalart P. R., Strelets M. Kh., Travin A. K.** Towards the prediction of noise from jet engines // *Intern. J. Heat Fluid Flow*. 2003. V. 24, N 4. P. 551–561.
10. **Tucker P. G.** Novel MILES computations for jet flows and noise // *Intern. J. Heat Fluid Flow*. 2004. V. 25, N 4. P. 625–635.
11. **Bogey C., Bailly C.** Large eddy simulations of round free jets using explicit filtering with/without dynamic Smagorinsky model // *Intern. J. Heat Fluid Flow*. 2006. V. 27, N 4. P. 603–610.
12. **Yakhot A., Orszag S. A., Yakhot V., Israeli M.** Renormalization group formulation of large-eddy simulation // *J. Sci. Comput.* 1986. V. 1. P. 1–51.
13. **Martin M. P., Piomelli U., Candler G. V.** Subgrid-scale models for compressible large-eddy simulations // *Theoret. Comput. Fluid Dynamics*. 2000. V. 13. P. 361–376.
14. **Берч С. Ф., Лебедев А. Б., Любимов Д. А., Секундов А. Н.** Моделирование турбулентных трехмерных струйных и погранслойных течений // *Изв. РАН. Механика жидкости и газа*. 2001. № 5. С. 48–63.
15. **Бэтчелор Дж.** Введение в динамику жидкости. М.: Мир, 1973.
16. **Волков К. Н.** Применение метода контрольного объема для решения задач механики жидкости и газа на неструктурированных сетках // *Вычисл. методы и программирование*. 2005. Т. 6, № 1. С. 43–60.
17. **Antoine Y., Lemoine F., Lebouche M.** Turbulent transport of a passive scalar in a round jet discharging into a co-flowing stream // *Europ. J. Mech. B. Fluids*. 2001. V. 20. P. 275–301.

18. **Wyganski I., Fiedler H.** Some measurements in the self-preserving jet // J. Fluid Mech. 1969. V. 38. P. 577–621.
19. **Panchapakesan N. R., Lumley J. L.** Turbulence measurements in axisymmetric jets of air and helium // J. Fluid Mech. 1993. V. 246. P. 197–223.
20. **Chassaing P., Harran G., Joly L.** Density fluctuation correlations in free turbulent binary mixing // J. Fluid Mech. 1994. V. 279. P. 239–278.
21. **Горшков Г. Ф., Комаров В. С., Терпигорьев В. С.** Некоторые результаты измерения средней и продольной компоненты пульсации скорости на начальном участке осесимметричной дозвуковой струи // Гидродинамика и теория упругости. Днепропетровск: Днепропетр. гос. ун-т, 1973. С. 46–52.
22. **Hussein J., Capp P., George K.** Velocity measurements in a high-Reynolds number, momentum conserving, axisymmetric turbulent jet // J. Fluid Mech. 1994. V. 258. P. 31–75.

*Поступила в редакцию 15/VIII 2008 г.,
в окончательном варианте — 17/IX 2009 г.*
