

УДК 519.711.3:532.517.4

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ТУРБУЛЕНТНОЙ КРУГЛОЙ СТРУИ МЕТОДОМ КРУПНЫХ ВИХРЕЙ*

Б.Б. ИЛЮШИН, Д.В. КРАСИНСКИЙ

Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск

Представлены результаты численного исследования турбулентной свободной круглой затопленной струи в воде при числе $Re = 25000$ методом крупных вихрей (LES). Результаты LES-расчетов сопоставляются с данными измерений методом PIV для такой же конфигурации течения. На основе анализа вычисленных энергетических спектров турбулентности исследованы процессы формирования слоя смешения на начальном участке струи, его развитие вниз по потоку. Проведен анализ влияния величины коэффициента C_s подсеточной модели Смагоринского на гидродинамические характеристики струи.

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы интенсивно развивались направления исследования турбулентных течений, базирующиеся на методе моделирования крупных вихрей (LES — Large Eddy Simulation), который получил широкое развитие и применение, как благодаря возросшему уровню вычислительных мощностей, что позволяет проводить типичные LES-расчеты за приемлемое время, так и ввиду необходимости получения в расчетах не только осредненных (по времени) параметров течения, но и адекватных характеристик их развития в динамике, включая старшие моменты турбулентных пульсаций. В методе LES основная часть кинетической энергии турбулентности разрешается напрямую, а влияние всех меньших, чем размер расчетной сетки, масштабов, учитывается в виде той или иной подсеточной модели. По сравнению с известным подходом RANS (осреднение уравнений Навье — Стокса по Рейнольдсу), универсальность LES-моделирования выше, поскольку допущения модели применяются только к подсеточным, энергетически малозначимым масштабам. Тем самым в LES-подходе соединены достоинства как метода прямого численного моделирования (DNS) — универсальность, адекватность на уровне физического эксперимента, так и RANS-моделирования (эффективность и достижение больших чисел Re по сравнению с DNS), что делает метод LES в настоящее время наиболее перспективным с точки зрения его применения как в фундаментальных исследованиях, так и для решения (в ближайшем будущем) прикладных задач вычислительной гидроаэродинамики с уровнем точности, недостижимым для RANS-моделирования.

Подробный обзор различных типов моделей подсеточной турбулентности дан в монографии [1]. Исследования последних лет в этой области были в основном

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 03-02-16708-а, 04-02-16907-а).

направлены на повышение точности подсеточных моделей, эффективности LES-расчетов, выявление ограничений LES моделирования, развитие методов, позволяющих расширить область его применимости (см. также обзор моделей LES в [2]). Анализ расчетов с использованием различных моделей подсеточной турбулентности показывает, что во многих случаях большее влияние на ошибку вычислений оказывает не подсеточная модель, а способ задания входных условий (как и граничных условий в целом). Минимизация влияния граничных условий в расчетах достигается обычно путем увеличения размеров расчетной области, в предположении о “потере памяти” турбулентностью о структуре течения на границе. Очевидно, что этот эффект имеет место для турбулентных пульсаций инерционного интервала спектра в течениях с развитой турбулентностью (с большими числами Рейнольдса). В течениях, где основную часть энергии турбулентности содержат пульсации длинноволнового интервала спектра (с относительно небольшим или вырожденным инерционным интервалом), этот эффект проявляется слабее. Отметим также, что увеличение расчетной области неизбежно связано с повышением трудоемкости вычислений. Кроме того, зачастую течение вверх по потоку от исследуемой области характеризуется менее развитой турбулентностью, что существенно усложняет задание входных граничных условий.

В литературе имеется большое количество экспериментальных данных о развитии осесимметричной свободной затопленной струи. В представленной работе моделировались условия эксперимента [3, 4], отличающегося наличием подробной экспериментальной базы данных о структуре турбулентности исследуемого течения, полученной на основе измерений методом цифровой трассерной визуализации PIV (Particle Image Velocimetry). Кроме того, геометрия течения в [3, 4] позволяет более адекватно задавать в расчетах входные граничные условия, в том числе на внешней границе среза сопла (наличие шайбы, см. ниже рис. 2).

Рассматривается свободная осесимметричная затопленная струя, выходящая из профилированного сопла с небольшим уровнем турбулентных пульсаций (~ 2 %). В процессе развития слоя смешения от кромки сопла под воздействием сдвига средней скорости формируются слои смешения, которые смыкаются на расстоянии порядка 3–5 диаметров от сопла, образуя сплошную развитую турбулентную струю. Близкая область струи характеризуется неразвитым спектром турбулентных пульсаций, с небольшим значением локального числа Рейнольдса ($Re_\delta = \delta U/v$, где δ — ширина слоя смешения). Длинноволновый и диссипативный интервалы спектра турбулентных пульсаций в этой области пересекаются, а инерционный интервал отсутствует. Это обстоятельство затрудняет использование основного принципа LES моделирования — разрешение крупномасштабных турбулентных движений в потоке с применением параметризации для мелкомасштабных пульсаций в предположении о их относительно простой статистической структуре (справедливом для инерционного интервала спектра). Очевидно, что результаты моделирования этой области струи наиболее чувствительны к используемой модели подсеточной турбулентности. В настоящей работе используется наиболее простая параметризация мелкомасштабных пульсаций — модель Смагоринского (см., например, [1, 2]). Анализируется влияние на ее адекватность величины коэффициента Смагоринского, анизотропии и степени разрешения расчетной сетки.

1. ОПИСАНИЕ МЕТОДА LES

В методе LES все энергетически значимые масштабы турбулентности (крупные вихри) разрешаются напрямую, а остающийся вклад всех меньших, чем размер Δ расчетной сетки (фильтра), масштабов, учитывается в качестве подсеточных

турбулентных напряжений, для которых используется относительно простая (согласно допущению о статистической однородности для мелкомасштабной части спектра турбулентности) модель замыкания. Применение операции фильтрования (где Δ — размер фильтра) к системе уравнений Навье — Стокса, записанных в случае изотермического несжимаемого течения, дает [1]:

$$\begin{aligned} \partial \langle u_i \rangle / \partial t + \partial \langle u_i \rangle \langle u_j \rangle / \partial x_j &= -(1/\rho) (\partial \langle p \rangle / \partial x_i) + \nu (\partial^2 \langle u_i \rangle / \partial x_j \partial x_j) - \partial \tau_{ij} / \partial x_j, \\ \partial \langle u_i \rangle / \partial x_i &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

В уравнениях (1) используется тензорная запись в декартовых координатах, с учетом суммирования по повторяющимся индексам, также все величины в угловых скобках $\langle \bullet \rangle$ считаются отфильтрованными на расчетной сетке. Для замыкания системы (1) тензор подсеточных напряжений $\tau_{ij} \equiv \langle u_i u_j \rangle - \langle u_i \rangle \langle u_j \rangle$, возникающий в результате применения операции фильтра к нелинейным конвективным членам, наиболее часто выражается на основе гипотезы Буссинеска

$$\tau_{ij} = -\nu_i^{sgs} (\partial \langle u_i \rangle / \partial x_j + \partial \langle u_j \rangle / \partial x_i) + \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{kk}. \quad (2)$$

В литературе представлено большое количество моделей для аппроксимации подсеточных масштабов турбулентности в методе LES. Наиболее распространенной и простой из моделей замыкания для подсеточных турбулентных напряжений является модель Смагоринского, используемая в проведенных LES-расчетах. В этой модели соотношение для турбулентной подсеточной вязкости в (2) имеет вид

$$\nu_i^{sgs} = C_s^2 \Delta^2 \sqrt{2 \langle S_{ij} \rangle \langle S_{ij} \rangle}, \quad (3)$$

где отфильтрованный тензор деформаций $\langle S_{ij} \rangle \equiv \frac{1}{2} (\partial \langle u_i \rangle / \partial x_j + \partial \langle u_j \rangle / \partial x_i)$, а локальный размер фильтра Δ определяется согласно Deardorff из [1] как кубический корень из объема ячейки разностной сетки: $\Delta = (\delta_x \delta_y \delta_z)^{1/3}$ (здесь и далее в работе $\delta_x, \delta_y, \delta_z$ обозначают размеры граней ячейки по каждому направлению координат).

Численный алгоритм

Численное решение системы отфильтрованных на сеточном фильтре уравнений Навье — Стокса (1) с замыкающими соотношениями (2, 3) в трехмерной нестационарной постановке осуществляется в сферической системе координат, при этом область решения, показанная на рис. 1, представляет собой усеченный сферический конус с небольшим углом раскрытия θ_{\max} . Применяемый численный алгоритм описан в [5, 6] и протестирован в этих и ряде других зарубежных работ для прямого численного моделирования DNS (Direct Numerical Simulation) и LES струйных течений.

Основными особенностями этого численного метода являются:

- конечно-объемная дискретизация уравнений на шахматной сетке по центрально-разностной схеме, при этом по окружной координате шаг сетки постоянный ($\Delta\varphi = \text{const}$), а по двум другим координатам — переменный;
- явный метод Адамса — Башфорта второго порядка точности по времени, где на каждом шаге по времени Δt решаются:

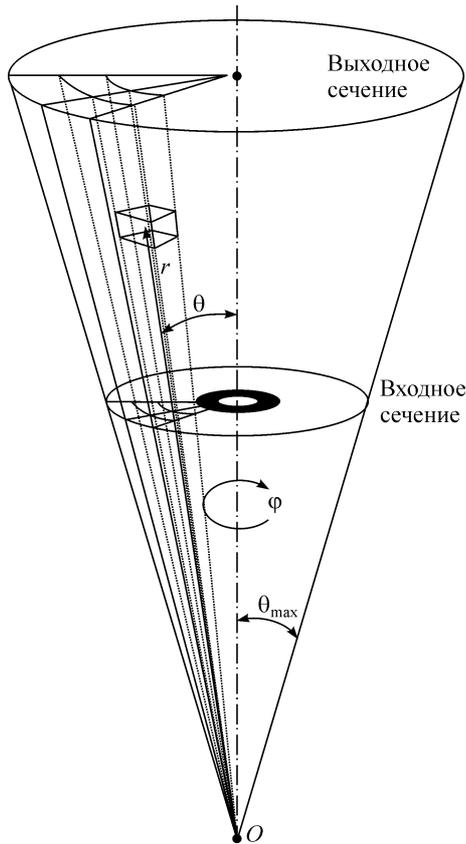


Рис. 1. Сферическая система координат и область решения.

- 1) уравнения количества движения для предиктора скорости \vec{U}^* ;
- 2) уравнение Пуассона для давления p ;
- 3) коррекция поля скорости $\vec{U}^{n+1} = \vec{U}^* - \Delta t \nabla p$ для выполнения уравнения неразрывности.

Ввиду использования периодических граничных условий по окружной координате φ (вокруг оси струи), к правой части дискретизованного уравнения Пуассона применяется быстрое преобразование Фурье, сводящее 3-D задачу к решению двумерных эллиптических задач прямым методом циклической редукции П. Шварцтраубера (используется библиотека BLKTRI из свободно распространяемого пакета FISHPACK**).

Диффузионные члены с производными по координате φ в уравнениях количества движения аппроксими-

руются неявным образом [5, 6] согласно схеме Кранка — Николсона, благодаря чему условие (вида Куранта — Фридрихса — Леви) на величину шага по времени Δt не является обременительно жестким вблизи оси (т. е. отсутствует величина δ_z^2 в знаменателе — см. выражение (6) ниже). В настоящей работе предложено использовать следующую формулировку этого условия:

$$\Delta t = \min_{(i,j,k)} \left[\Delta t_{\text{conv}}^{-1} / C_{\text{conv}} + \Delta t_{\text{diff}}^{-1} / C_{\text{diff}} \right]^{-1}, \quad (4)$$

где в каждой точке поля (i, j, k) определяются слагаемые:

$$\Delta t_{\text{conv}}^{-1} = |u_x| / \delta_x + |u_y| / \delta_y + |u_z| / \delta_z, \quad (5)$$

$$\Delta t_{\text{diff}}^{-1} = (v + v_i^{\text{sgs}}) (1 / \delta_x^2 + 1 / \delta_y^2). \quad (6)$$

Для диффузионного слагаемого в (4) число Куранта $C_{\text{diff}} = 0,25$ по оценке [5], а для конвективного слагаемого в настоящей работе использовались значения C_{conv} от 0,5 до 1. Использование формулировки (4) с $C_{\text{conv}} = 1$ позволило в большинстве режимов течения увеличить шаг по времени Δt почти в 4 раза по сравнению с приведенным

** см. <http://www.netlib.org/fishpack/index.html>

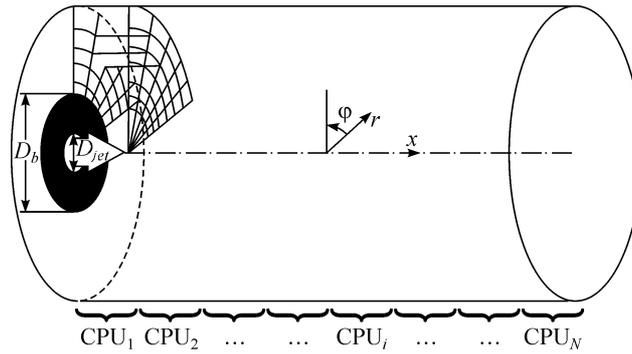


Рис. 2. Схема расчетной области и распределение данных по процессорам.

в [5] условием КФЛ вида (4) с единым числом Куранта $C_{conv} = C_{diff} = 0,25$. Тем самым время счета задачи снижается почти вчетверо (при заданном интервале времени эволюции потока).

Вышеописанный численный алгоритм распараллелен по протоколу MPI обмена данными между процессорами (см. рис. 2) и реализован на языке Фортран-90 в пакете программ моделирования струйных осесимметричных течений методом LES. Использование параллельного режима вычислений позволяет во много раз ускорить проведение расчетов.

Постановка граничных условий

Во входном сечении средние по времени компоненты скорости в сферических координатах выражаются через заданный в цилиндрических координатах профиль скорости $U(r)$ следующим образом:

$$U_r = U \cos \theta, \quad u_\theta = -U \sin \theta, \quad u_\phi = 0.$$

При этом радиальный профиль $U(r)$ осредненной продольной компоненты скорости во входном сечении струи задавался по известному закону гиперболического тангенса:

$$U_{in}(r) = \frac{1}{2} U_{jet} \left[1 + \tanh \left((R_{jet} - r) / 2\delta_s \right) \right], \quad (8)$$

где величина толщины потери импульса $\delta_s = 0,048$ мм на срезе сопла была вычислена по данным PIV-измерений [4]. При этом расчетная сетка по радиальному направлению была сгущена в области $r = R_{jet}$ до $\delta_y \approx 0,07$ мм с целью воспроизведения градиента скорости (8) на сетке.

В общем случае в качестве граничных условий для турбулентного поля скорости во входном сечении при моделировании методом LES задаются мгновенные величины скорости, представляемые в виде суммы осредненного профиля $U(r, \phi)$ и соответствующих пульсационных компонент $u'(r, \phi, t)$, зависящих от времени t . Во многих работах (см., например, [6, 7]) турбулентные пульсации $u'(r, \phi, t)$ во входном сечении задаются на основе полуэмпирического представления в виде суммы синусоидальных мод различных амплитуд и частот. В настоящей работе исследуется процесс самовозбуждения струи, без задания начальных возмущений.

В окружном направлении используются периодические граничные условия для всех величин. В выходном сечении используется так называемое конвективное граничное условие [5], обеспечивающее конвективный вынос вихревых структур из расчетной области без отражения от выходной границы:

$$\partial \langle u \rangle / \partial t + U_{conv} (\partial \langle u \rangle / \partial x) = 0. \quad (9)$$

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ МЕТОДОМ LES

Методом LES исследовалось турбулентное течение свободной круглой затопленной струи в воде, при этом результаты LES-расчетов сопоставлялись с данными измерений методом PIV (проводимых в ИТ СО РАН, см. [3, 4]) для такой же конфигурации течения: число Рейнольдса $Re = 25000$, диаметр сопла $D_{jet} = 10$ мм, среднерасходная скорость $U_{jet} = 1,9$ м/с. Схема расчетной области показана на рис. 2 — исследовалась область вниз по потоку на расстоянии до 21 калибра. Для лучшего соответствия условиям эксперимента над соплом (во входном сечении) была помещена плоская шайба диаметром $D_b = 54,2$ мм, при этом снаружи шайбы ($r > D_b/2$) во входном сечении задавалась небольшая скорость спутного потока: $U_{cof} = 0,07$ м/с.

Результаты, полученные для величин в сферической системе координат, в процессе их визуализации были пересчитаны в обычно используемую при изучении осесимметричных конфигураций цилиндрическую систему координат, поэтому далее в работе результаты расчетов представлены в цилиндрических координатах (x, r, φ , см. рис. 2). LES-расчеты проведены на сетках $360 \times 132 \times 24$, $360 \times 132 \times 48$ и $360 \times 132 \times 96$ с использованием 12 или 24 CPU, при этом типичный шаг по времени $\Delta t = 2 \cdot 10^{-5}$ с.

Анализ влияния коэффициента C_S модели Смагоринского на результаты LES

Единственным параметром подсеточной модели Смагоринского (3) является коэффициент C_S , предполагаемый постоянным во всей расчетной области. Согласно теоретическим оценкам [1], величина C_S лежит в диапазоне 0,148–0,18. Для свободной круглой струи в [2] рекомендуется значение $C_S = 0,17$. В то же время известно, что во многих работах, ввиду присутствия в численном алгоритме некоторой вычислительной диффузии, применяются уменьшенные значения C_S (например, 0,1 и менее). Поэтому в настоящей работе было изучено влияние того или иного выбора C_S на результаты LES. В проведенных вариантных расчетах (на сетке $360 \times 132 \times 24$) задавались следующие значения: $C_S = 0,15, 0,17, 0,19, 0,21$ (на рис. 3 кривые 1, 2, 3, 4 соответственно). Из сравнения профилей осредненной продольной компоненты скорости вдоль оси струи, приведенных на рис. 3, хорошо видно, что уменьшение коэффициента C_S в модели Смагоринского приводит к сокращению длины начального участка струи, и наоборот.

Пояснение физического механизма такого влияния величины C_S схематично представлено на рис. 4. Увеличение C_S (и соответственно подсеточной вязкости

ν_t^{sgs} согласно (3)) ведет к увеличению стока энергии турбулентности (ϵ) из области крупномасштабных движений в область подсеточной турбулентности, что в свою очередь уменьшает

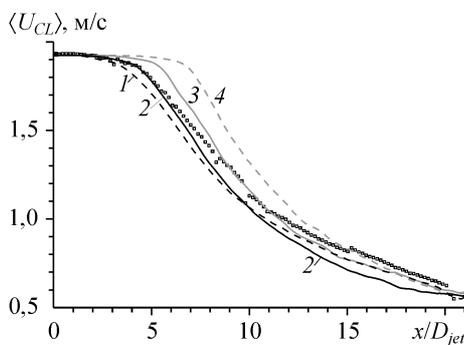


Рис. 3. Поведение осредненной продольной компоненты скорости вдоль оси струи ($C_S = \text{var}$).

Кривые 1–4 — LES-расчеты (сетка $360 \times 132 \times 24$), точки — измерения методом PIV (ИТ СО РАН), данные из [4].

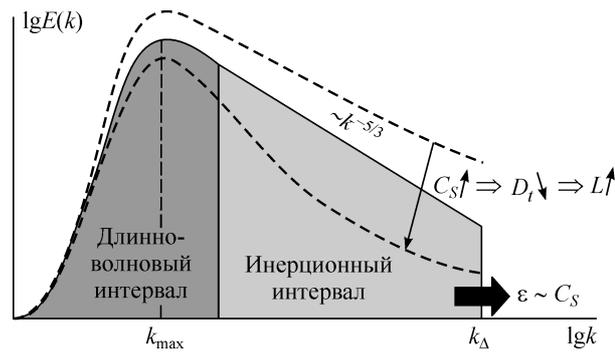


Рис. 4. Механизм влияния величины C_S на интенсивность крупномасштабного переноса турбулентной энергии.

$E(k) \sim k^{-5/3}$ — закон Колмогорова, D_t — турбулентная диффузия, L — длина начального участка струи, ε — спектральный поток энергии турбулентности, k_Δ — масштаб отсечения.

энергоёмкость разрешаемых моделью турбулентных вихрей. Как следствие, это приводит к снижению интенсивности турбулентного перемешивания, к более медленному расширению турбулентных слоев смешения, формирующихся на кромке сопла, и к увеличению расстояния L (см. рис. 4) от сопла до их пересечения.

По данным расчетов были получены энергетические спектры кинетической энергии турбулентности, которые подтверждают гипотезу о таком механизме влияния коэффициента C_S модели Смагоринского на динамику турбулентного перемешивания (см. рис. 4). На рис. 5 такие спектры приведены для точек, расположенных в слое смешения струи (при $r/D_{jet} = 0,5$) в двух сечениях начального участка струи $x/D_{jet} = 2$ и $x/D_{jet} = 3$, при двух значениях величины C_S : 0,17 и 0,2 (на рис. 5, кривые 1, 2 соответственно). Видно, что при меньшем значении коэффициента C_S происходит интенсификация турбулентного перемешивания, чем и вызывается отмеченное выше (см. рис. 3) укорочение начального участка струи (и наоборот).

На рис. 6 представлены вычисленные радиальные профили рейнولدсовых напряжений $\langle u'v' \rangle$ на расстояниях 1 и 2 калибра от сопла для значений $C_S = 0,15, 0,17, 0,19$ (см. рис. 6, кривые 1, 2, 3 соответственно). Величина $-\partial \langle u'v' \rangle / \partial r$ описывает процессы турбулентной (крупномасштабной) диффузии в уравнении Рейнольдса (при осреднении уравнения (1) по времени) для продольной компоненты U средней скорости. Поскольку коэффициенты молекулярной вязкости $\nu_{mol} =$

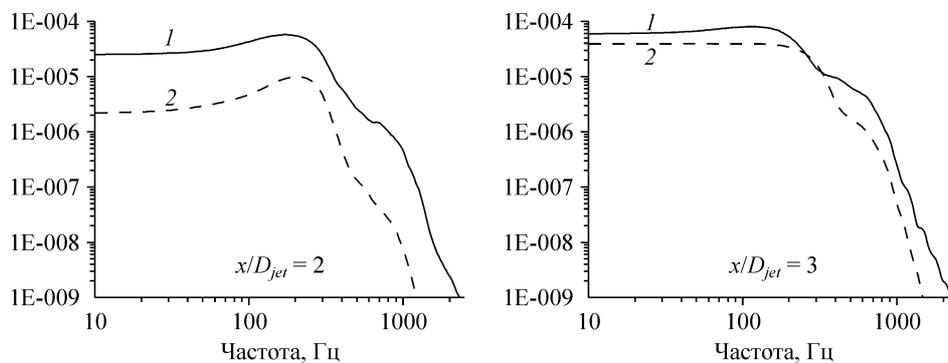


Рис. 5. Спектральная плотность энергии пульсаций.

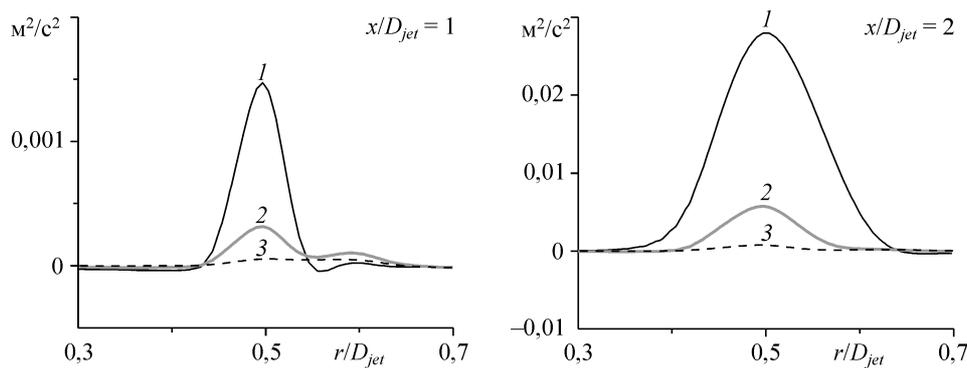


Рис. 6. Радиальные профили смешанных моментов пульсаций $\langle u'v' \rangle$ в сечениях $x/D_{jet} = 1, 2$. LES-расчеты на сетке $360 \times 132 \times 24$, $C_S = \text{var}$.

$= 7,3 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$ и турбулентной подсеточной (мелкомасштабной) вязкости $\nu_t^{sgs} \approx 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}$ в области слоя смешения пренебрежимо малы по сравнению с обычно вводимым при градиентных параметризациях тензора рейнольдсовых напряжений коэффициентом турбулентной (крупномасштабной) вязкости ν_t (последние две величины отличаются на порядок согласно оценке: $\nu_t / \nu_t^{sgs} \approx \delta / \Delta \approx 10$, где δ — ширина слоя смешения), то именно величина $-\partial \langle u'v' \rangle / \partial r$ определяет скорость расширения слоя смешения. На рис. 6 легко увидеть, что для ближней области струи в слое смешения $0,4 < r/D_{jet} < 0,6$ эта величина (т. е. радиальный градиент профиля $\langle u'v' \rangle$) тем больше, и, соответственно, слой смешения расширяется тем быстрее, чем меньше величина коэффициента C_S модели Смагоринского. Как следствие более быстрого расширения слоя смешения, длина начального участка струи тем меньше, чем меньше C_S , в полном соответствии с рис. 3.

Из рис. 6 также видно, что в расчетах с $C_S = 0,15$ в сечении $x/D_{jet} = 1$ на внешней границе слоя смешения имеет место область отрицательных значений корреляции $\langle u'v' \rangle$ (кривая 1 при $r/D_{jet} \approx 0,56$). В этой области величина порождения турбулентности $P_{xr} = -\langle u'v' \rangle \partial U / \partial r$ оказывается также отрицательной, поскольку средняя скорость U на внешней границе монотонно убывает (см. рис. 9). Аналогичный эффект контргradientного переноса наблюдался в ряде работ для областей течения с сильной перемежаемостью (см., например, [8]). В представленных результатах LES этот эффект проявляется для $C_S = 0,15$. При увеличении C_S величина порождения становится положительной по всему сечению струи. Можно предположить, что уменьшение интенсивности турбулентных пульсаций при увеличении C_S (см. также рис. 5) приводит к тому, что процессы вовлечения невозмущенной жидкости в слой смешения на его внешней границе проявляются слабее и, как следствие, механизм нелокального переноса импульса перестает быть доминирующим.

Графики осредненной продольной компоненты скорости вдоль оси струи для ряда значений C_S в LES-расчетах показывают (см. рис. 3), что теоретическая оценка $C_S = 0,17$ [2] дает наиболее близкое соответствие экспериментальным данным, наблюдаемое для начального участка струи. Ниже по потоку заметно отличие между

результатами LES и PIV, причиной чего является недостаточная точность модели Смагоринского на анизотропных сетках.

Анализ влияния анизотропии расчетной сетки на результаты LES

Анизотропия расчетной сетки в физической области особенно проявляется для сферической (или цилиндрической) системы координат, использованной в работе, поскольку размер δ_z ячейки линейно зависит от расстояния r до оси. Поэтому для анализа влияния на результаты расчетов степени разрешения расчетной сетки, качество сетки было улучшено путем ее измельчения по окружной координате. В результате расчеты при $C_S = 0,175$ на последовательности сеток $360 \times 132 \times 48$ и $360 \times 132 \times 96$ продемонстрировали существенное улучшение согласования между результатами LES и PIV во всей области течения струи, что показано на рис. 7. Отсюда же видна сходимость расчетов (близость кривых 2 и 3) при измельчении сетки.

На рис. 8 приведены безразмерные энергетические спектры кинетической энергии турбулентности в точке, расположенной в слое смешения струи (при $r/D_{jet} = 0,5$) в сечении начального участка струи $x/D_{jet} = 2$, для рассмотренной последовательности сеток (число узлов по окружной координате $K_{max} = 24, 48, 96$, кривые 1, 2, 3 соответственно). Видно, что для более грубой сетки ($K_{max} = 24$) эффект отсечения масштабов затрагивает более низкие частоты ($f_{\Delta} = |\bar{u}|/\Delta$), в то время как для измельченных сеток спектр выглядит более наполненным. Отметим, что с увеличением расстояния вниз по потоку (при $x/D_{jet} > 4$) различия в спектрах для этого ряда сеток становятся менее заметными.

На рис. 9 представлены радиальные профили компонент вектора осредненной скорости и дисперсии турбулентных пульсаций для двух расчетных сеток на различных расстояниях от среза сопла. Видно, что увеличение пространственного разрешения модели приводит к более адекватному описанию данных PIV-измерений. В дальней области струи различие в расчетах с использованием сеток $360 \times 132 \times 48$ и $360 \times 132 \times 96$ практически отсутствует, поскольку здесь масштаб энергетических турбулентных вихрей разрешается обеими сетками.

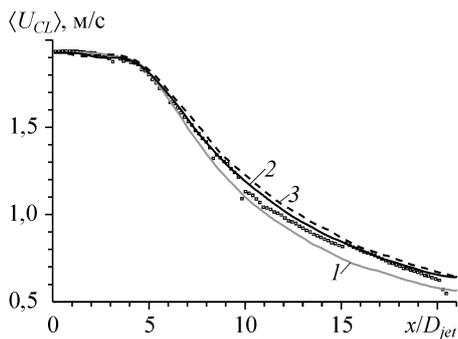


Рис. 7. Поведение осредненной продольной компоненты скорости вдоль оси струи (при измельчении сетки).

Кривые — LES-расчеты ($C_S = 0,175$), точки — измерения методом PIV (ИТ СО РАН), данные из [4]. Расчетные сетки — $360 \times 132 \times 24$ (1), $360 \times 132 \times 48$ (2), $360 \times 132 \times 96$ (3).

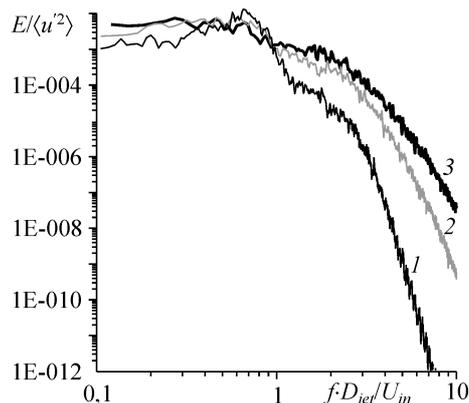


Рис. 8. Спектральная плотность энергии пульсаций в слое смешения ($r/D_{jet} = 0,5$) на расстоянии $x/D_{jet} = 2$.

LES-расчеты при $C_S = 0,175$ на сетках $360 \times 132 \times 24$ (1), $360 \times 132 \times 48$ (2) и $360 \times 132 \times 96$ (3). Ось абсцисс: безразмерная частота (число Струхалия).

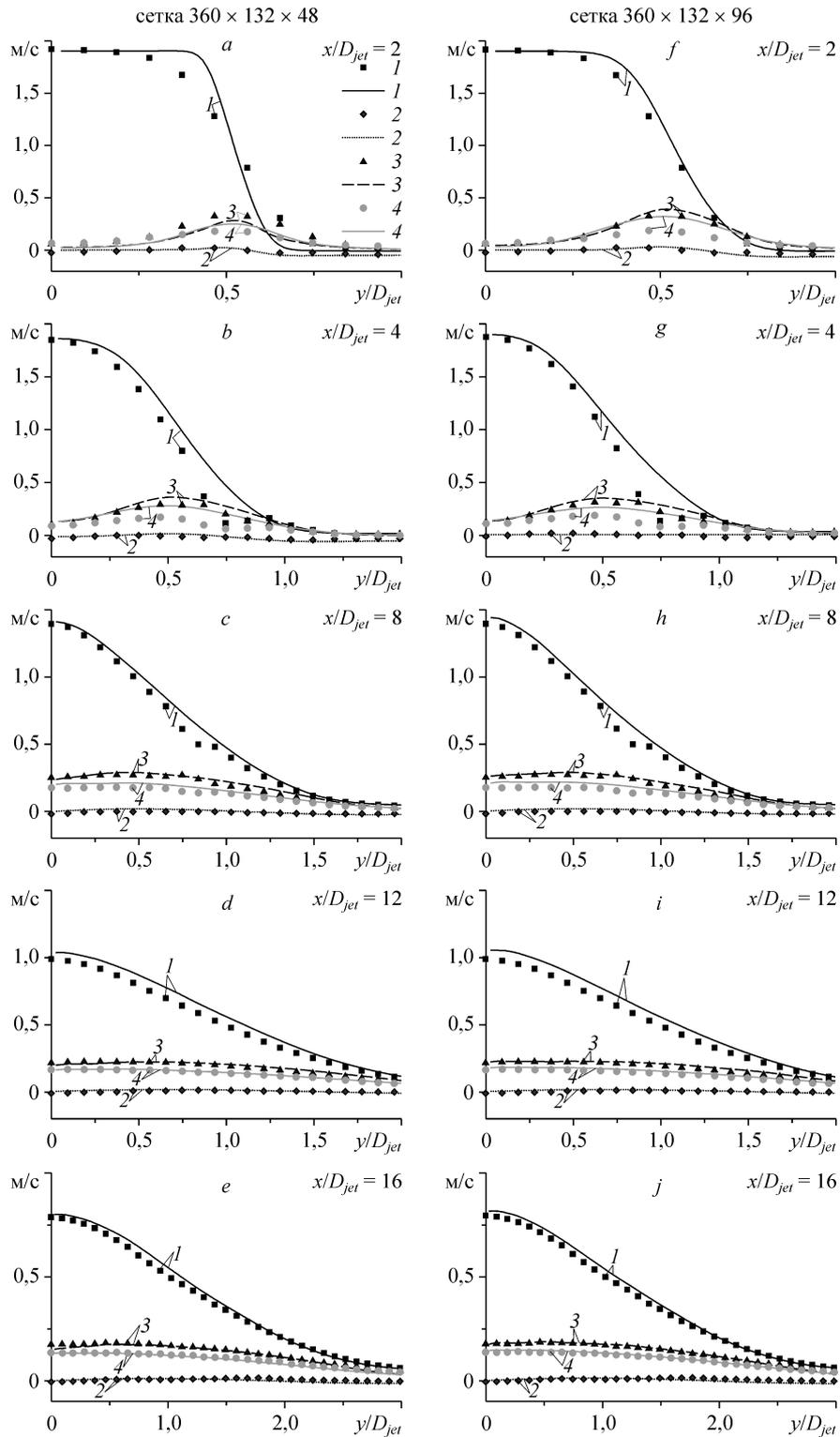


Рис. 9. Радиальные профили осредненной скорости (1 — продольная компонента U , м/с; 2 — поперечная компонента V , м/с) и вторых моментов пульсаций (3 — r.m.s. U , м/с; 4 — r.m.s. V , м/с) в сечениях $x/D_{jet} = 2, 4, 8, 12, 16$ для расчетных сеток $360 \times 132 \times 48$ и $360 \times 132 \times 96$. Кривые — результаты LES-расчетов ($C_S = 0,175$), точки — данные PIV измерений [4].

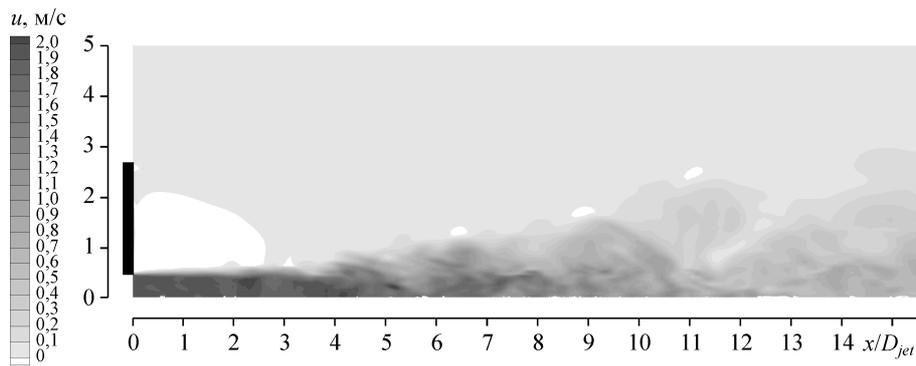


Рис. 10. Изоконтурные мгновенного поля продольной компоненты скорости в момент времени $t = 1,249$ с, м/с.

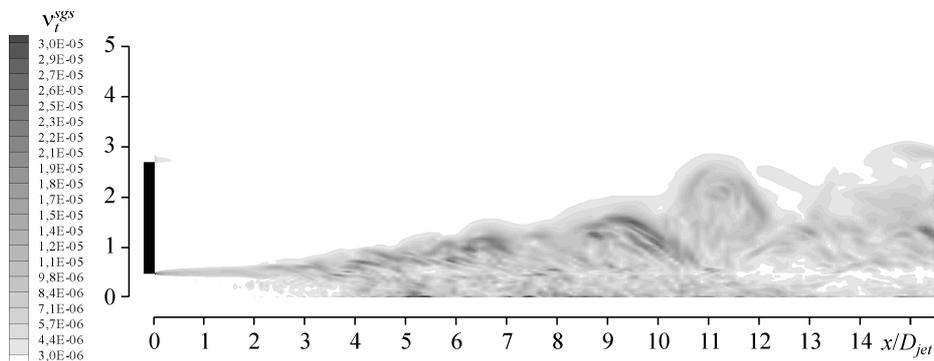


Рис. 11. Изоконтурные мгновенного поля подсеточной турбулентной вязкости в момент времени $t = 1,249$ с, $\text{м}^2/\text{с}$.

На рис. 10–12 показаны полученные в LES–расчетах ($C_s = 0,17$, сетка $360 \times 132 \times 24$) мгновенные и осредненные по времени поля величин скорости, подсеточной турбулентной вязкости, турбулентной кинетической энергии. На картинах мгновенных полей видно формирование слоя смешения на кромке сопла, его расширение и смыкание на расстоянии $x/D_{jet} \approx 4,5$. Дальняя область струи характеризуется развитой турбулентной структурой с выраженной перемежаемостью на внешней границе слоя смешения. Осредненное поле кинетической энергии турбулентности характеризуется монотонным поведением с ярко выраженным максимумом в слое смешения на расстоянии около 5 калибров от сопла.

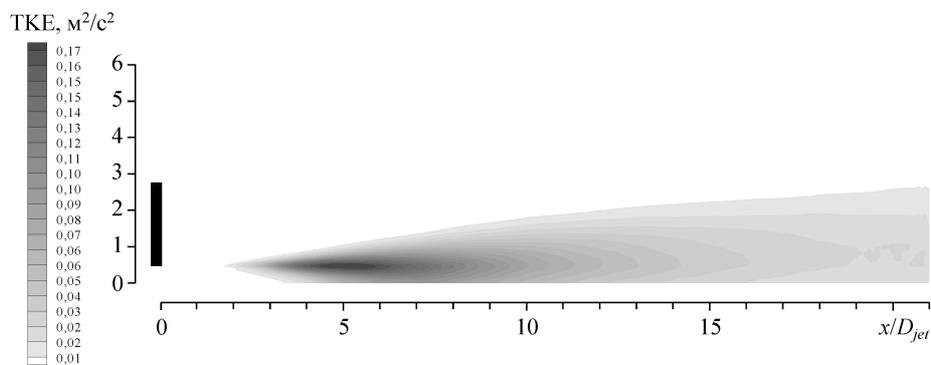
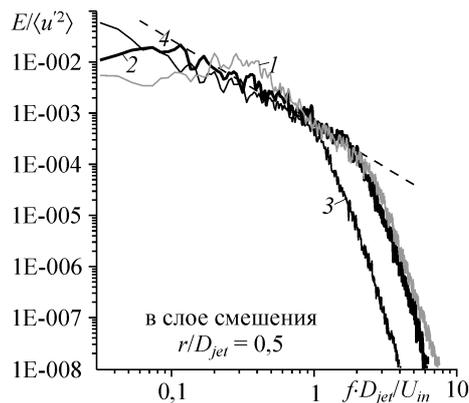


Рис. 12. Изоконтурные осредненного поля турбулентной кинетической энергии, $\text{м}^2/\text{с}^2$.

Рис. 13. Спектральная плотность энергии пульсаций в слое смешения ($r/D_{jet} = 0,5$) на различных расстояниях от сопла ($x/D_{jet} = 4$ (1), 8 (2), 16 (3)): LES-расчеты при $C_S = 0,175$ на сетке $360 \times 132 \times 24$, (1–3), закон Колмогорова “ $-5/3$ ” (4).



На рис. 13 представлены кривые вычисленных энергетических спектров в слое смешения. Видно, что на расстоянии четырех калибров от сопла (кривая 1), в начальной области развития струи (непосредственно перед пересечением слоев смешения, формирующихся на кромке сопла) энергетический спектр имеет максимум, соответствующий масштабам порядка половины диаметра сопла, и практически сформировавшийся инерционный интервал. Далее вниз по потоку (кривые 2, 3) максимум спектра сглаживается и смещается в область больших линейных масштабов, а инерционный интервал становится более выраженным. Отметим, что в расчетах использовалась сетка с постепенно увеличивающимся шагом δ_x вниз по потоку, поэтому частота отсечения турбулентных пульсаций с увеличением расстояния от сопла уменьшается.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ результатов LES-моделирования турбулентной свободной струи позволяет сделать следующие выводы:

- 1) увеличение параметра C_S в модели Смагоринского приводит к удлинению начального участка струи, и наоборот;
- 2) в LES-расчетах получено, что теоретическая оценка $C_S \approx 0,17$ [2] дает наиболее близкое соответствие экспериментальным данным;
- 3) при реализации LES на грубой расчетной сетке, характеризующейся сильной анизотропией ячеек, с увеличением расстояния вниз по потоку постепенно проявляется неточность модели Смагоринского;
- 4) путем измельчения сетки по окружной координате степень анизотропии расчетной сетки была снижена, что привело к улучшению согласования результатов LES с экспериментальными данными во всей области течения струи.

Авторы выражают признательность своим коллегам А.В. Бильскому, О.М. Гейнц, В.М. Дулину, Д.М. Марковичу и Д.Ф. Сиковскому за плодотворные обсуждения. Расчеты проводились с использованием вычислительных ресурсов суперкомпьютеров МВС-1000 (ССКЦ СО РАН, Новосибирск) и МВС-15000 (МСЦ РАН, Москва). Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 03-02-16708-а, 04-02-16907-а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sagaut P. Large Eddy Simulation for Incompressible Flows: an Introduction. — Springer-Verlag, 2001. — 319 p.
2. Pope S.B. Turbulent Flows. — Cambridge University Press, 2000. — 771 p.

3. **Алексеевко С.В., Бильский А.В., Маркович Д.М.** Применение метода цифровой трассерной визуализации для анализа турбулентных потоков с периодической составляющей // Приборы и техника эксперимента. — 2004. — № 5. — С. 145–153.
4. **Alekseenko S.V., Bilsky A.V., Dulin V.M., Pyushin B.B., Markovich D.M.** Non-intrusive Determination of Turbulent Energy Balance in Free and Confined Jet Flows // Proc. of the 4th Intern. Symp. on Turbulence and Shear Flow Phenomena (TSFP-4). — Williamsburg, VA USA, 27–29 June 2005. — P. 605–610.
5. **Boersma B.J., Brethouwer G., Nieuwstadt F.T.M.** A numerical investigation on the effect of the inflow conditions on the self-similar region of a round jet // Phys.Fluids. — 1998. — Vol. 10. — P. 899–909.
6. **Pitsch H., Steiner H.** Large-eddy simulation of a turbulent piloted methane/air diffusion flame (Sandia flame D) // Phys. Fluids. — 2000. — Vol. 12. — P. 2541–2554.
7. **Pyushin B.B., Krasinsky D.V.** Large eddy simulation of dynamics of the turbulent round jet with imposed inlet fluctuations // Selected Papers of Intern. Conf. “Fluxes and Structures in Fluids — 2005”. (Yu.D. Chashechkin, V.G. Baydulov, Eds.) — Moscow, 2006. — P. 160–165.
8. **Курбацкий А.Ф.** Моделирование нелокального турбулентного переноса импульса и тепла. — Новосибирск: Наука, 1988. — 240 с.

Статья поступила в редакцию 2 ноября 2005 г.