

УДК 532.526.10

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕЧЕНИЯ С ОТСОСОМ ЗА ПРЕГРАДОЙ НА ОСНОВЕ ГИБРИДНОГО LES/URANS-ПОДХОДА

В. Г. КУЗЬМЕНКО

Институт гидромеханики НАН Украины, Киев
03680 Киев – 180, МСП, ул. Желябова, 8/4
office@hydromech.com.ua

Получено 12.12.2013

Нестационарный трехмерный турбулентный поток несжимаемой жидкости над прямоугольной двумерной преградой с отсосом на плоской пластине в пограничном слое численно исследуется, используя гибридный LES/URANS-подход, пристенные модели и конечно-разностный метод. Отношение высоты к длине преграды составляет 4, число Рейнольдса для преграды равно 10500 и число Рейнольдса на “входе” 10500 для турбулентного пограничного слоя, скорость отсоса $V_{ots}=\{0; -0.04; -0.16; -0.24\}$. Число использованных сеточных узлов 8171001. Течение вблизи стенок моделируется URANS с $K-\varepsilon-\pi_{ij}$ моделью турбулентности. Численное моделирование выполнено для того, чтобы изучить среднюю скорость, осредненные по z и времени линии тока и завихренности, размеры рециркуляционных зон.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: турбулентный пограничный слой, преграда, отсос, численный метод

Нестационарний тривимірний турбулентний потік нестисливої рідини над прямокутною двохвимірною перешкодою з відсмоктуванням на плоскій пластині в пограничному шарі чисельно досліджується, використовуючи гібридний LES/URANS-підхід, пристінні моделі та кінцево-різницький метод. Співвідношення висоти до довжини перешкоди становить 4, число Рейнольдса для перешкоди дорівнює 10500 та число Рейнольдса на “вході” 10500 для турбулентного пограничного шару, швидкість відсмоктування $V_{ots}=\{0; -0.04; -0.16; -0.24\}$. Число використаних сіткових вузлів 8171001. Течія біля стінок моделюється URANS з $K-\varepsilon-\pi_{ij}$ моделлю турбулентності. Чисельне моделювання виконано для того, щоб вивчити середню швидкість, осередненні по z та часу лінії току і завихрення, розміри зон рециркуляції.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: турбулентний пограничний шар, перешкода, відсмоктування, чисельний метод

The unsteady three-dimensional turbulent incompressible flow over a rectangular two-dimensional fence with a suction on flat plate in a boundary layer is simulated using hybrid LES/URANS-approach, wall models and finite-difference method. The aspect ratio (height/length) of the fence are 4, fence Reynolds number of 10500, inflow Reynolds number of 10500 for turbulent boundary layer, suction velocity $V_{ots}=\{0; -0.04; -0.16; -0.24\}$. The number of grid points used in the numerical method was 8171001. The flow near the walls is simulated by URANS with $K-\varepsilon-\pi_{ij}$ turbulence model. The simulation were performed to study the mean velocity, z -time-averaged streamlines and vorticity, size of a recirculation zones.

KEY WORDS: turbulent boundary layer, fence, suction, numerical method

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время изучение явлений отрыва и вновь присоединения потока с использованием механизмов управления пристенным течением является важным делом для создания и эффективного использования многих инженерных приложений. С одной стороны, присутствие рециркуляции и турбулентности может быть полезным (увеличить смешение в течении), с другой стороны, наличие отрыва может вызвать потерю энергии. В ряде работ [1–8, 18–26, 29–32] выявлено определяющее влияние геометрии течения и режимов потока перед и за местом отрыва. Важными характеристиками течения в этом случае есть: 1) режим течения на входе в геометрическую трехмерную область исследования (ламинарный, переходной, турбулентный); 2) уровень турбулизации внешне-го потока; 3) тип течения (в безградиентном вдоль

потока пограничном слое или в канале); 4) отношение толщины входного пограничного слоя к высоте препятствия или уступа; 5) отношение высот канала и преграды или уступа; 6) отношение высоты преграды к ее длине; 7) относительные геометрические размеры конфигурации стенок; 8) число Рейнольдса основного течения; 9) число Рейнольдса для уступа или преграды; 10) число Рейнольдса пограничного слоя на входе; 11) расположение зон отсоса жидкости; 12) конфигурация и размеры отверстий; 13) относительное расположение отверстий в зоне отсоса; 14) величина скорости отсоса, ее зависимость от времени.

В понимание такой картины течения внесли определенный вклад экспериментальные работы [1–3, 5–7]. На основе теоретических и экспериментальных исследований [1–27] установлено, что турбулентное движение жидкости предполагает наличие неупорядоченного течения, в котором различ-

ные величины претерпевают хаотические изменения по времени и пространственным координатам и при этом могут быть выделены статистически точные их осредненные значения.

Исследование нестационарного турбулентного течения над горизонтальной стенкой и вертикально расположенного на ней двумерного препятствия представляет практический интерес [1–9]. В исследовании [9] проведены вычисления на основе LES с использованием явного разностного метода и подсеточной модели с постоянным коэффициентом для конфигурации течения для преграды со скошенной вершиной ($Re=10500$) без учета уровня турбулентности внешнего течения. Применение на стенках специфических приближенных граничных условий ведет к неточному результату размера зоны рециркуляции. Для турбулентных течений у стенки (при числах Рейнольдса основного потока больших, чем $2 \cdot 10^4$) необходимо дополнять классический LES-подход пристенной моделью [8–13, 16–18, 23, 24, 29–30, 32, 33].

Результаты вычислений турбулентного обтекания перегородки на основе двумерных стационарных уравнений Навье-Стокса, осредненных по Рейнольдсу (RANS), и $K - \varepsilon$ модели турбулентности для несжимаемой жидкости ($Re=173000$) представлены в работе [45]. При сравнении численных данных с экспериментальными выявлено заметное расхождение. Размер рециркуляционной зоны, определенный численно, на 15 процентов меньше экспериментальных данных. Это показывает малую пригодность данных уравнений для численного исследования нестационарных трехмерных отрывных течений во всей расчетной области. В работах [13, 26, 29, 30] развиваются зональные подходы, которые базируются на явном решении различного ряда уравнений в пристенном слое. Существуют два подхода: 1) двухслойная модель (TLM), используются две отдельные сетки для LES и RANS; 2) Detached Eddy Simulation (DES), используется одна сетка и только модели турбулентности изменяются [26, 30].

Численные модели [9, 13, 26, 29, 30] рассматривают сложные физические процессы в турбулентных течениях с использованием довольно сильных упрощений (особенно в пристенной зоне), которые нарушают каноны LES-технологии: 1) плохо выполняются условия реализуемости для подсеточных напряжений; 2) неправильно вычисляются динамические коэффициенты подсеточных моделей при использовании сгущающейся сетки по выбранной координате. Более подробное описание оценки современных численных подходов представлено в работе [8].

Влияние процессов впрыска и отсоса жидкости представлено в работах [9, 41–44]. В исследовании [41] проведены вычисления характеристик ограниченного стеной сжимаемого турбулентного течения на основе LES и DNS. Для пространственно развивающегося сверхзвукового пограничного слоя граничные условия на стенке учитывают расположение региона общего для впрыска и отсоса (зависят от пространственных координат и времени). Наблюдаются существенные различия между экспериментальными и численными данными. В работах [42, 43] выполнено DNS для анализа действия периодического по времени впрыска и отсоса через поперечную щель на стенке на турбулентный пограничный слой. В исследовании [44] проведены вычисления характеристик сжимаемого турбулентного течения на основе RANS и $K - \varepsilon$ модели турбулентности для учета действия активного управления посредством впрыска с целью уменьшения сопротивления плохо обтекаемого тела.

Для конфигурации течения, соответствующей экспериментальной работе [1], но с учетом процесса отсоса жидкости на горизонтальной плоскости за преградой (скорость отсоса есть постоянная величина во времени и в плоскости отверстия), вычисления на основе LES или RANS другими авторами раньше не проводились. Расчет нестационарных характеристик турбулентного течения и их обработку возможно эффективно реализовать на персональном компьютере с помощью гибридного LES/URANS-подхода.

Цель настоящей работы – создание численного алгоритма решения нестационарной задачи о турбулентном течении с поперечной преградой на пластине с учетом влияния процессов отсоса жидкости из основного течения за преградой (при первоначальном турбулентном пограничном слое несжимаемой жидкости) на основе гибридного LES/URANS-подхода, что является развитием исследований [8, 34].

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ДЛЯ LES

Модель состоит в следующем:

1) турбулентный поток вязкой несжимаемой жидкости при нулевом продольном градиенте давления на внешней границе с постоянными свойствами течет на участке $0 \leq X \leq X_k$ над полубесконечной пластиной с поперечной двумерной преградой; максимальная скорость внешнего потока U_0 ; высота преграды S ; ее длина $0.25S$; стенки пластины и преграды имеют пренебрежимо малую шероховатость; отсос производится посред-

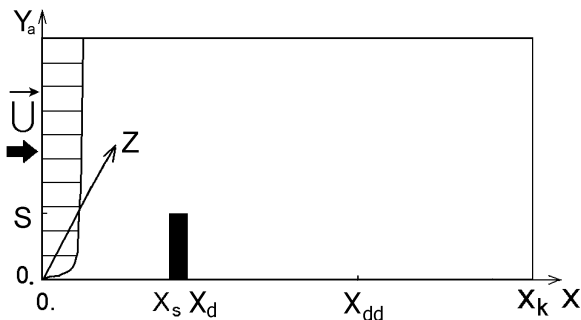


Рис. 1. Принципиальная схема пристенного течения с поперечной преградой на пластине, принятая размерная система координат OXY_aZ и профиль средней скорости на "входе"

ством заданного множества круговых отверстий, центры которых расположены на горизонтальной стенке за препятствием в узлах двумерной прямоугольной сетки с шагом $H_{suc}=S/20$ в зоне $\{X_d < X < X_{dd}; 0 < Z < Z_k\}$, где $X_d=10S$; $X_{dd}=25S$; $Z_k=5S$; радиус отверстия $R_{su}=S/80$; скорость отсоса $V_{otsd}=\{0; -0.04U_0; -0.16U_0; -0.24U_0\}$ есть постоянная величина во времени и в плоскости отверстия (принципиальная схема течения на рис. 1); 2) исследуется трехмерное турбулентное течение при числе Рейнольдса $Re=U_0S/\nu=10500$ для преграды, числе Рейнольдса $Re_\delta=10500$ ($\delta=1$; $u_*=0.052$;) для турбулентного пограничного слоя при $X=0$; 3) задача рассматривается в конечной трехмерной вычислительной области с заданными граничными условиями; 4) все параметры и уравнения представлены в безразмерном виде.

Уравнения движения вязкой несжимаемой жидкости представим в виде безразмерных фильтрованных нестационарных уравнений Навье-Стокса [14–17]:

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\tilde{u}_i \tilde{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 \tilde{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}; \quad (1)$$

$$\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_i} = 0,$$

где $\tilde{u}_1, \tilde{u}_2, \tilde{u}_3$ (или $\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{w}$) – фильтрованные компоненты вектора скорости вдоль координатных осей x, y, z ; P – обобщенное фильтрованное давление; τ_{ij} и P пронормированы на плотность несжимаемой жидкости, все переменные безразмерены с помощью величин S и U_0 . Из уравнения неразрывности и уравнений движения выводится уравнение Пуассона для вычисления давления P . Тензор подсеточных напряжений τ_{ij} параметризуется на

основе динамической подсеточной модели [10]:

$$\tau_{ij} = -2C_V \tilde{\Delta}^2 |\tilde{S}| \tilde{S}_{ij}.$$

Коэффициент C_V определяется с помощью динамической процедуры следующим образом:

$$C_V(x, y) = -\frac{\langle M_{ij} L_{ij} \rangle}{\langle 2M_{ij} M_{ij} \rangle},$$

где $\langle \cdot \rangle$ – осреднение по z ;

$$M_{ij} = -\tilde{\Delta}^2 |\tilde{S}| \tilde{S}_{ij} + \hat{\Delta}^2 |\hat{S}| \hat{S}_{ij};$$

$$\hat{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \hat{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \hat{u}_j}{\partial x_i} \right); \quad |\hat{S}| = (2\hat{S}_{ij} \hat{S}_{ij})^{1/2};$$

$$L_{ij} = \overline{\tilde{u}_i \tilde{u}_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j.$$

В данном исследовании в качестве первичного и повторного фильтра используется Гауссов фильтр (см. подробно [17]). Операторы фильтров связаны следующими зависимостями: $\hat{G} = \overline{\tilde{G}} = \tilde{G} \overline{\tilde{G}}$, где \tilde{G} – первичный фильтр, $\overline{\tilde{G}}$ – повторный фильтр, $\hat{\Delta} = \overline{\tilde{\Delta}}$ и величина $\hat{\Delta}$ входит в состав M_{ij} . Ширина первичного и повторного фильтра задана в [8, 17]. Для шагов вычислительной сетки принимаем: $\Delta x = \Delta y = \Delta z = \hat{\Delta} S$.

1.1. Граничные условия для LES

В рамках LES-подхода каждое из уравнений (1) дискретизируется на прямоугольной расчетной сетке в вычислительной области $D = \{0 \leq x \leq x_k; 0 \leq y \leq y_k\}$ минус $\{x_s < x < x_d; 0 < y < y_s\}$; $0 \leq z \leq z_k\}$, где $x_s=9.75$; $x_d=x_s+0.25$; $y_s=1$; $x_k=40$; $y_k=5$; $z_k=5$. В вычислительном методе используется $\{N_x; N_y; N_z\} = \{801; 101; 101\}$ сеточных точек. Для шага вычислительной сетки задаем $\tilde{\Delta} S = 0.05$.

Граничные условия имеют следующий вид:

1) условие на входе в расчетную область $x=0$; $0 \leq z \leq z_k$; $0 \leq y \leq y_k$:

$$\tilde{u} = U_{ct}(y, t) + \tilde{u}_p; \quad \tilde{v} = V_{ct}(y, t) + \tilde{v}_p;$$

$$\tilde{w} = \tilde{w}_p;$$

2)–4) приближенные граничные условия на стенках $\{y=0; 0 \leq x \leq x_s\}$; $\{y=0; x_d \leq x \leq x_k\}$; $\{y=y_s; x_s \leq x \leq x_d\}$ (для $0 \leq z \leq z_k$):

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} = \frac{c_f(x) \text{Re}_a \{ \tilde{u}(x, y_e, z, t) + \epsilon \}}{\langle \tilde{u}(x, y_e, z, t) \rangle + \epsilon};$$

$$\frac{\partial \tilde{w}}{\partial y} = \frac{c_f(x) \text{Re}_a \{ \tilde{w}(x, y_e, z, t) + \epsilon \}}{\langle \tilde{u}(x, y_e, z, t) \rangle + \epsilon},$$

$$\tilde{v} = V_{SL}; \quad x_d < x < x_{dd};$$

$$\tilde{v} = 0; \quad 0 \leq x \leq x_d; \quad x_{dd} \leq x \leq x_k;$$

где $V_{SL} = V_{ots} S_{su} / S_{xz}$; S_{su} – суммарная площадь всех отверстий; S_{xz} – общая площадь зоны отсоса $\{x_d \leq x \leq x_{dd}; 0 \leq z \leq z_k\}$. В данной модели получаем $V_{SL} = 0.202V_{ots}$.

$$5) y = y_k; \quad 0 \leq z \leq z_k; \quad 0 < x < x_k:$$

$$\tilde{u} = 1; \quad \frac{\partial \tilde{v}}{\partial y} = \frac{\partial \tilde{w}}{\partial y} = 0;$$

6)–7) приближенные граничные условия на стенках $x = x_s$ и $x = x_d$; при $0 \leq y \leq y_s$; $0 \leq z \leq z_k$:

$$\frac{\partial \tilde{v}}{\partial x} = \frac{c_{fn}(y) \text{Re}_a \{ \tilde{v}(x_e, y, z, t) + \epsilon \}}{\langle \tilde{v}(x_e, y, z, t) \rangle + \epsilon}; \quad \tilde{u} = 0;$$

$$\frac{\partial \tilde{w}}{\partial x} = \frac{c_{fn}(y) \text{Re}_a \{ \tilde{w}(x_e, y, z, t) + \epsilon \}}{\langle \tilde{v}(x_e, y, z, t) \rangle + \epsilon},$$

8)–9) периодическое граничное условие $z = 0$; $z = z_k$; $0 < y < y_k$; $0 < x < x_k$:

$$\tilde{u}_i(x, y, z_k, t) = \tilde{u}_i(x, y, 0, t).$$

10) на выходе из расчетной области $x = x_k$; $0 \leq z \leq z_k$; $0 \leq y \leq y_k$:

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial t} + \tilde{U}_{conv} \frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} = 0; \quad \frac{\partial \tilde{v}}{\partial t} + \tilde{U}_{conv} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial x} = 0;$$

$$\frac{\partial \tilde{w}}{\partial t} + \tilde{U}_{conv} \frac{\partial \tilde{w}}{\partial x} = 0.$$

Скорость конвективного переноса \tilde{U}_{conv} на выходе из вычислительной области равна $\langle \tilde{u} \rangle_{yz}$ при $x = x_k$ на предыдущем шаге по времени. На выходе из области при $x = x_k$ используется “конвективное” граничное условие, которое позволяет распространяющимся вихрям покидать вычислительную область с минимальным возмущающим действием. Это граничное условие в настоящее время является самым эффективным и применяется в LES в последнее десятилетие в качестве стандартного.

1.2. Входные граничные условия

В общем случае, входные граничные условия для нестационарных течений нельзя представить единственным образом, поскольку они будут меняться в зависимости от физических условий вверх по потоку от рассматриваемой границы и зависеть от решения в исследуемой вычислительной области. Поэтому в нашей работе при определенных допущениях в рамках модернизированного LES-подхода реализуется процедура численного генерирования поля скорости для входных граничных условий.

Экспериментально установленное в [1, 20, 21, 31, 35–37] дискретное распределение квазистационарной осредненной продольной компоненты скорости $U_c(y)$ турбулентного пограничного слоя на “входной” границе $x=0$ аппроксимируем следующим образом (с учетом обозначений $Y^+ = Y u_* \text{Re}_\delta$, где $Y = y/\delta$). Изменение U_c вдоль оси Oy на участке $0 \leq Y^+ \leq 13.2$ задается на основе эмпирической зависимости [20]:

$$U_c = u_* [Y^+ - 0.0228(Y^+)^2],$$

а U_c на участке $13.2 < Y^+ < 60$ вычисляется по следующей формуле [20]:

$$U_c = u_* [2.5 \ln(Y^+) + 5.5 - 36.08/Y^+].$$

Изменение U_c при $Y^+ \geq 60$ и $Y \leq 1$ определяется как в [22]:

$$U_c = \frac{u_*}{\kappa} \{ \ln(u_* \text{Re}_\delta Y) + \kappa C + \Pi [1 - \cos(\pi Y)] \}, \quad (2)$$

где $C = 5.2$; $\kappa = 0.4$; $\Pi = 0.55$.

На основе анализа работы [1] полагаем, что $\delta = 1$; $u_* = 0.052$; $\text{Re}_\delta = 10500$ и $U_c(y_k) = 1$ на входной границе вычислительной области для случая $\text{Re} = 10500$.

В свою очередь, для полностью нестационарной постановки задачи принимаем следующее:

$$U_{ct}(y, t) = U_c(y) [1 + \phi_t].$$

Таким образом учитываются характерные особенности поля скорости, особенно в вязком и переходном (к турбулентному) подслоях, где наиболее значительны градиенты скорости и неравномерность их распределения в пространстве. Используются обобщенные знания из работ [28, 38–40] о вихревых наклонных структурах, участках замедленной и ускоренной жидкости. Учет этих выше перечисленных процессов в зависимости от времени позволяет сократить размер вычислительной области перед препятствием, потому что не нужно рассчитывать развитие турбулентного пограничного слоя вдоль плоской пластины. Функция ϕ_t моделирует в обобщенном виде нестационарный и относительно случайный характер выше упомянутых вихревых структур:

i) для $0 \leq Y \leq 1$

$$\phi_t = \frac{0.05 y_e^{1/2}}{(y_e + Y)^{1/2}} \cos\left(\frac{2\pi t}{L_a \phi_{zt}}\right);$$

ii) для $Y > 1$

$$\phi_t = 0.0001 \cos\left(\frac{2\pi t}{L_a \phi_{zt}}\right),$$

где величина y_e равна шагу сетки $\tilde{\Delta}_S$;

$$\phi_{zt} = 1 + 0.2 \cos \left(\frac{2\pi z \delta}{z_k \Delta y} \right).$$

Составляющая скорости V_{ct} вычисляется по уравнению неразрывности, используя U_{ct} .

Значения интегрального масштаба турбулентности L_a определяем на основе работ [8, 34].

Нефильтрованные пульсации компонент мгновенной скорости на “входе” ($x=0$; $0 \leq z \leq z_k$; $y_s \leq y \leq y_k$) моделируем следующим образом:

$$u_{p0}(y, z, t) = u_* a_1 f_1 \phi_z \phi_t;$$

$$v_{p0}(y, z, t) = u_* a_2 f_2 \phi_z \phi_t;$$

$$w_{p0}(y, z, t) = u_* a_3 f_3 \phi_z \phi_t,$$

где ϕ_z учитывает периодический характер пульсаций в однородном направлении z в рамках конечно-разностной реализации поставленной краевой задачи:

$$\phi_z = \sum_{m=1}^{50} m^{-5/6} \sin \left(\frac{2\pi z m}{L_a} \right).$$

Функции $f_1(y)$, $f_2(y)$ и $f_3(y)$ определены на основе обработки экспериментальных данных [1, 4, 21, 25, 27, 31, 35–37] для турбулентного пограничного слоя.

Константы a_1 , a_2 и a_3 находятся предварительно при $x=0$, $y=y_{pj}$ (где y_{pj} – координата максимума функции $f_j, \max(y_{pj})$; $j=1,2,3$) из соотношений:

$$\max \langle u_{p0}^2 \rangle_z = a_1^2 u_*^2 \langle (f_{1,\max} \phi_z)^2 \rangle_z;$$

$$\max \langle v_{p0}^2 \rangle_z = a_2^2 u_*^2 \langle (f_{2,\max} \phi_z)^2 \rangle_z;$$

$$\max \langle w_{p0}^2 \rangle_z = a_3^2 u_*^2 \langle (f_{3,\max} \phi_z)^2 \rangle_z.$$

Величины $\max \langle u_{p0}^2 \rangle_z$; $\max \langle v_{p0}^2 \rangle_z$;

$\max \langle w_{p0}^2 \rangle_z$ вычисляются на основе

экспериментов [1, 21, 25, 31, 35–37].

1.3. Пристенная модель

Применение LES-технологии с выбранным шагом сетки в сравнении с масштабом Колмогорова не позволяет использовать граничное условие “прилипания” на стенке: $\tilde{u}=\tilde{v}=\tilde{w}=0$ и пристенные функции, согласно [10–12, 29–30]. При расчете турбулентного течения в качестве пристенной модели используем приближенные граничные условия на стенке для локальных компонент скорости [16, 17]

в модифицированном виде, например, на горизонтальных стенках:

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} = \frac{c_f(x) \text{Re}_a \{ \tilde{u}(x, y_e, z, t) + \epsilon \}}{\langle \tilde{u}(x, y_e, z, t) \rangle + \epsilon};$$

$$\frac{\partial \tilde{w}}{\partial y} = \frac{c_f(x) \text{Re}_a \{ \tilde{w}(x, y_e, z, t) + \epsilon \}}{\langle \tilde{u}(x, y_e, z, t) \rangle + \epsilon};$$

$$\tilde{v} = V_{SL}; \quad x_d < x < x_{dd};$$

$$\tilde{v} = 0; \quad 0 \leq x \leq x_d; \quad x_{dd} \leq x \leq x_k;$$

где $\epsilon=10^{-5}$ и $\langle . \rangle$ – осреднение по координате z . В рамках данной модели полагается, что y_e – это координата точки, которая расположена выше вязкого подслоя в турбулентном пограничном слое при $\text{Re}=10500$. Величина y_e равна шагу сетки $\tilde{\Delta}_S$. Данная пристенная модель без учета отсоса жидкости из пограничного слоя подробно описана и тестирована в работах [8, 18, 23, 34]. В свою очередь, при данной конфигурации отверстий для отсоса жидкости получаем $V_{SL} = 0.202 V_{ots}$.

2. ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД ДЛЯ LES

Уравнения (1) и уравнение Пуассона вместе с начальными и граничными условиями решаются относительно неизвестных $\tilde{u}_i, P, \tau_{ij}$ следующим образом. Задаются начальные условия для поля скорости и давления, используя результаты расчета [8]. Выполняется интегрирование выше упомянутых уравнений для полностью нестационарного режима течения с одновременным расчетом средних характеристик. Общий расчет производится за промежуток времени $T_{oc} = K \Delta t$. Дискретизация основных уравнений (1) и метод их решения подробно описаны в работах [8, 34].

3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ ДЛЯ URANS-РЕГИОНА

Влияние процесса отсоса жидкости в турбулентном пограничном слое учитывается посредством приспособления алгоритма, разработанного в работах [8, 34]. Важно отметить, что URANS-регион расположен в плоскости xy , а отсос производится посредством заданного множества круговых отверстий, центры которых расположены на горизонтальной стенке в плоскости xz за препятствием в узлах двумерной прямоугольной сетки с шагом $h_{suc}=1/20$ в зоне $\{x_d < x < x_{dd}; 0 < z < z_k\}$, радиус отверстия $r_{suc}=1/80$; скорость отсоса V_{ots}

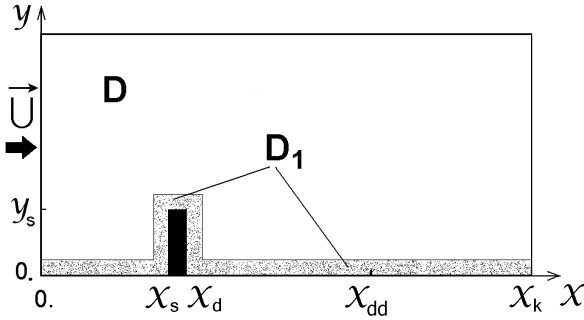


Рис. 2. Схема расположения пристенной вычислительной области D_1 для URANS-подхода (выделена серым фоном)

есть постоянная величина во времени и в плоскости отверстия. Поэтому представим эффективную скорость отсоса V_{SR} следующим образом:

$$V_{SR}(x) = V_{ots} \frac{L_{suc}(x)}{z_k},$$

где L_{suc} – эффективный линейный размер (вдоль оси x) влияния процесса отсоса, который учитывает истинное распределение скорости отсоса V_{ots} в плоскости xy :

i) для $r_{suc}^2 > (x - x_i)^2$

$$L_{suc}(x) = N_{suc} \sqrt{r_{suc}^2 - (x - x_i)^2},$$

ii) для $r_{suc}^2 \leq (x - x_i)^2$

$$L_{suc}(x) = 0,$$

где $N_{suc} = N_z - 2$; $x_i = h_{suc}(i - 1)$, $i = \overline{202, 500}$.

Максимальное значение V_{SR} равно $0.244V_{ots}$.

Для вычисления коэффициента поверхностного трения, применяемого в представленной LES-технологии, используется двумерный URANS-подход для области D_1 (рис. 2). Для вычислительной области D_1 ее ширина (в направлении нормальном к стенке) равна $6\tilde{\Delta}_S = 0.3$, где $y_a = 6\tilde{\Delta}_S$; $x_b = x_s - 6\tilde{\Delta}_S$; $y_b = y_s + 6\tilde{\Delta}_S$; $x_p = x_d + 6\tilde{\Delta}_S$.

Уравнения осредненного турбулентного движения вязкой несжимаемой жидкости представим в виде безразмерных двумерных уравнений Навье-Стокса, осредненных по Рейнольдсу [19]:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial (\bar{u}_i \bar{u}_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial^2 \bar{u}_i}{\partial x_j \partial x_j} - \frac{\partial \pi_{ij}}{\partial x_j}; \quad (3)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0,$$

где \bar{u}_1, \bar{u}_2 или \bar{u}, \bar{v} – осредненные по Рейнольдсу компоненты вектора скорости вдоль координатных осей x, y ; \bar{p} – осредненное давление; π_{ij} – компоненты тензора рейнольдсовых напряжений ($\pi_{ij} = \overline{u_i'' u_j''}$); π_{ij} и \bar{p} пронормированы на плотность несжимаемой жидкости. Для создания замкнутой системы уравнений используется $K-\varepsilon-\pi_{ij}$ модель замыкания [33], которая хорошо работает не только в развитом турбулентном течении, но и у стенки в вязком и переходном подслоях, вблизи точек отрыва и присоединения, а также в рециркуляционной зоне. Отметим, что K – удельная кинетическая энергия турбулентности ($K = \overline{u_i'' u_i''} / 2$) и ε – скорость диссипации турбулентной энергии. Для определения давления \bar{p} используется уравнение Пуассона. Применяется также уравнение переноса кинетической энергии турбулентности K :

$$\frac{\partial K}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial K}{\partial x_j} + \frac{\partial T_j^K}{\partial x_j} = G - \varepsilon, \quad (4)$$

$$\text{где } T_j^K = -C'_S \frac{K}{\varepsilon} \pi_{ij} \frac{\partial K}{\partial x_i}, \quad G = 0.5(G_{11} + G_{22}),$$

$$G_{ij} = -\pi_{ik} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k} - \pi_{jk} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k}.$$

Уравнение переноса скорости диссипации турбулентности ε :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} + \frac{\partial T_j^\varepsilon}{\partial x_j} = (C_{\varepsilon 1} G - C_{\varepsilon 2} f_\varepsilon \varepsilon) \frac{\varepsilon}{K}; \quad (5)$$

$$T_j^\varepsilon = -C_\varepsilon \frac{K}{\varepsilon} \pi_{ij} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i};$$

$$f_\varepsilon = 1 - 0.3 \exp(-\text{Re}_t^2); \quad \text{Re}_t = K^2 \text{Re} / \varepsilon.$$

Компоненты π_{ij} определяются явной алгебраической анизотропной моделью Рейнольдсовых напряжений [33]:

$$\pi_{ij} = K \left(\frac{2}{3} \delta_{ij} - 2C_\mu^{eff} S_{ij} + a_{ij}^{ex} \right). \quad (6)$$

Детали модели турбулентности представлены в работе [18].

3.1. Граничные условия для URANS

1) $\{x = 0; 0 \leq y \leq y_a\}$

$$\bar{u} = U_{ct}(y, t); \quad \bar{v} = V_{ct}(y, t); \quad K = K_1(y);$$

$$\varepsilon = \varepsilon_1(y); \quad \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} = f_{p1}(y);$$

2) $\{y = 0; 0 < x < x_s\}; \{y = 0; x_d < x < x_k\}$

$$\bar{u} = K = 0; \quad \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} = f_{p2,3}(x); \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = 0;$$

$$13) \{x = x_k; y_s \leq y \leq y_a\}$$

$$\bar{v} = V_{SR}(x); \quad x_d < x < x_{dd};$$

$$\bar{v} = 0; \quad 0 \leq x \leq x_d; \quad x_{dd} \leq x \leq x_k;$$

$$3) \{y = y_s; x_s < x < x_d\}$$

$$\bar{u} = \bar{v} = K = 0; \quad \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} = f_{p4}(x); \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = 0;$$

$$4) \{x = x_s; 0 \leq y < y_s\}$$

$$\bar{u} = \bar{v} = K = 0; \quad \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} = f_{p5}(y); \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = 0;$$

$$5) \{x = x_s; y = y_s\}$$

$$\bar{v} = K = 0; \quad \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} = f_{p6}(x); \quad \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = 0;$$

$$6) \{x = x_d; y = y_s\}$$

$$\bar{v} = K = 0; \quad \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} = f_{p7}(x); \quad \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial y} = 0;$$

$$7) \{x = x_d; 0 \leq y < y_s\}$$

$$\bar{u} = \bar{v} = K = 0; \quad \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} = f_{p8}(y); \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = 0;$$

$$8) \{y = y_a; 0 < x < x_b\}$$

$$\bar{u} = U_{a1}(x); \quad \bar{v} = V_{a1}(x); \quad K = K_{a1}(x);$$

$$\varepsilon = \varepsilon_{a1}(x); \quad \bar{p} = \bar{p}_{a1}(x);$$

$$9) \{y = y_b; x_b < x < x_p\}$$

$$\bar{u} = U_{a2}(x); \quad \bar{v} = V_{a2}(x); \quad K = K_{a2}(x);$$

$$\varepsilon = \varepsilon_{a2}(x); \quad \bar{p} = \bar{p}_{a2}(x);$$

$$10) \{y = y_a; x_p < x < x_k\}$$

$$\bar{u} = U_{a3}(x); \quad \bar{v} = V_{a3}(x); \quad K = K_{a3}(x);$$

$$\varepsilon = \varepsilon_{a3}(x); \quad \bar{p} = \bar{p}_{a3}(x);$$

$$11) \{x = x_b; y_a \leq y \leq y_b\}$$

$$\bar{u} = U_{a4}(y); \quad \bar{v} = V_{a4}(y); \quad K = K_{a4}(y);$$

$$\varepsilon = \varepsilon_{a4}(y); \quad \bar{p} = \bar{p}_{a4}(y);$$

$$12) \{x = x_p; y_a \leq y \leq y_b\}$$

$$\bar{u} = U_{a5}(y); \quad \bar{v} = V_{a5}(y); \quad K = K_{a5}(y);$$

$$\varepsilon = \varepsilon_{a5}(y); \quad \bar{p} = \bar{p}_{a5}(y);$$

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + u_{cs} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} = \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} + u_{cs} \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} = 0;$$

$$\frac{\partial K}{\partial x} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = 0; \quad \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} = f_{p9}(y).$$

Параметр u_{cs} равен \bar{u} при $x=x_k$ на предыдущем слое по времени. Распределение $U_{ct}(y, t)$ на входной границе вычислительной области задается аналогично способу, представленному в данной работе для LES. Величины $f_{p1} - f_{p9}$ в граничных условиях для уравнения Пуассона определяются на соответствующих гранях вычислительных областей в виде краевых условий Неймана для $\partial \bar{p} / \partial x_i$ с использованием конечно-разностных аналогов осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье-Стокса. Кинетическая энергия турбулентности K_1 и скорость ее диссипации ε_1 при $0 \leq y \leq y_a$ определяются из экспериментальных данных [9, 14, 15, 21, 22, 28, 33, 37]. Распределения величин $\{U_{ai}; V_{ai}; K_{ai}; \varepsilon_{ai}; \bar{p}_{ai}\}$ ($i = \overline{1, 5}$) на внешних границах вычислительной зоны D_1 находятся на основе промежуточных результатов расчета в рамках LES-технологии.

Для расчета построены преобразования координат, позволившие получить равномерную разностную сетку в новой вычислительной плоскости, несмотря на сложную форму границ физической области D_1 с неравномерной сеткой со сгущением узлов у стенок [34].

4. ОБЩИЙ ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД

В представленной модели турбулентного течения вокруг преграды рассматривается задача в рамках гибридного LES/URANS-подхода, где вычислительная область для LES занимает все рассматриваемое пространство и используются приближенные граничные условия на стенках, в которых присутствует неизвестный параметр — коэффициент поверхностного трения. Он вычисляется на основе URANS-подхода со своей пристенной моделью. В нашем гибридном подходе расчетная область для URANS-подхода расположена у стенок (D_1 , рис. 2) и накладывается на большую вычислительную область D для LES. И, следовательно, мы можем определить из осредненных LES-расчетов недостающие в URANS-подходе значения средней скорости, турбулентной кинетической энергии и осредненного давления на внешней грани URANS-региона, которая совпадает с частью вычислительной области для LES (рис. 2). Таким образом замыкается общая задача в рамках гибридного

LES/URANS-підхода і визначаються взаємозв'язи полів швидкості, тиску, турбулентних напружень і турбулентної кінетическої енергії між LES-регіоном і URANS-регіонами. Загальний чисельний метод докладно описано в роботі [8].

В чисельному методі для LES використовується 8171001 сіткових точок ($\{N_x; N_y; N_z\} = \{801; 101; 101\}$), а для URANS-підхода застосовується 8×10^6 сіткових вузлів $\{N_x; N_y\}$.

5. РЕЗУЛЬТАТИ ВИЧИСЛЕНЬ

Використовуючи гібридний LES/URANS-підхід і його чисельний алгоритм, проведені розрахунки параметрів нестационарного турбулентного течія перед, над і за перегородкою для числа Рейнольдса $Re=10500$ (при прийнятих параметрах на вході в обчислювальну область $Re_\delta=10500$; $\delta=1$; $u_*=0.052$) з урахуванням впливу процесів відсмокчування рідини з основного течія (швидкість відсмокчування $V_{ots}=\{0; -0.04; -0.16; -0.24\}$).

Для вивчення використано комп'ютер INTEL PENTIUM COREi5 з тактовою частотою 4 ГГц і оперативною пам'яттю 4 Гб. Статистика була зібрана на кожному кроці по часу в процесі розрахунку повністю нестационарного режиму течія. Усього було вироблено 20000 кроків по часу з $\Delta t=0.03$ за проміжок часу $T_{oc}=600$. Час розрахунку задачі дорівнює 43 годинам 45 хвилинам.

Для визначення адекватності розробленого чисельного алгоритму раніше проведено ряд розрахунків [8, 18, 34] для різних значень параметра Рейнольдса Re (в тому числі для $Re=10500$) при відсутності відсмокчування. Результати вивчення добре узгоджуються з експериментальними даними інших авторів. Але для прийнятої постановки задачі у нас немає в наявності відповідних експериментальних даних з урахуванням процесу відсмокчування. Тому в даному випадку будемо сподіватися на надійність розробленого нами і апробованого чисельного алгоритму, критично аналізуємо нові результати.

Для статистическої обробки чисельної інформації в представленому дослідженні застосовується усереднення по великому проміжку часу T_{oc} і по z . Тому трактування самого вихря, визначення місцеположення і розмірів вихревих структур в просторі буде мати відносно умовний характер, безпосередньо пов'язаний з методом усереднення параметрів турбулентного течія.

Визначення надійності отриманих результа-

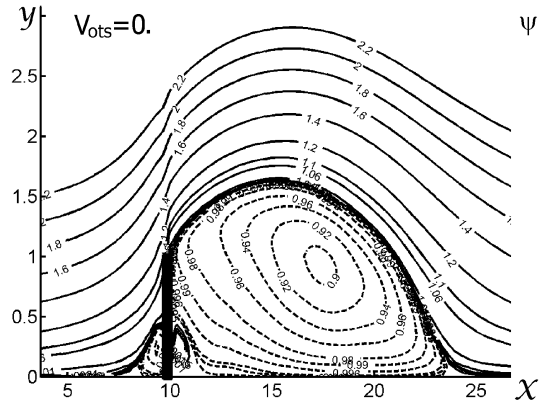


Рис. 3. Лінії тока усередненого по z і t течія при $V_{ots}=0$

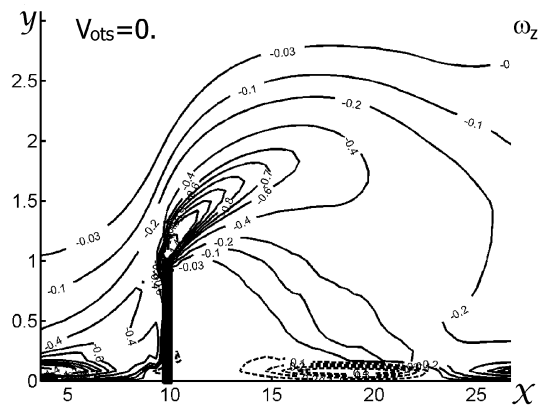


Рис. 4. Розподіл ізоліній ω_z (усередненого по z і t течія) при $V_{ots}=0$

тів реалізовано при розрахунку параметрів нестационарного турбулентного течія на відрізку часу $t=\{0-600\}$. Результати вивчення (усереднені по z і великому проміжку часу, рівному 200) на відрізку $t=\{200-400\}$ практично рівні результатам для випадків $t=\{0-200\}$ і $t=\{400-600\}$, а також повністю відповідають аналогічно усередненим даним експериментальної роботи [1]. На основі чисельних розрахунків при $V_{ots}=0$ встановлено, що абсолютне значення довжини приєднання (для величин усереднених по z і по великому проміжку часу $t=200$) дорівнює $\bar{x}_R = x_R - x_d = 13.6$, де x_R – точка приєднання відірваного після перегородки течія, \bar{x}_R відповідає максимальному продольному розміру великої області рециркуляції.

Змінення основних розрахункових ліній тока ψ в

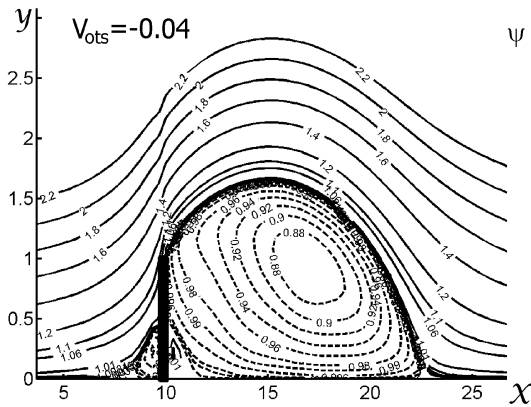


Рис. 5. Линии тока осредненного по z и t течения при $V_{ots} = -0.04$

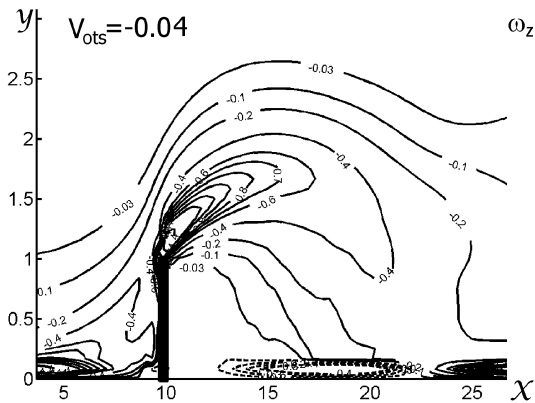


Рис. 6. Распределение изолиний ω_z (осредненного по z и t течения) при $V_{ots} = -0.04$

плоскости xy представлены на рис. 3, 5, 7, 9, 11. Совокупность этих линий тока отображает развитие вихревых структур при различных значениях скорости отсоса $V_{ots} = \{0; -0.04; -0.16; -0.24\}$ в турбулентном течении с преградой на стенке. И аналогично, распределение изолиний ω_z в плоскости xy показано на рис. 4, 6, 8, 10, 12.

Компонента завихренности ω_z осредненного по z и t течения определяется следующим образом:

$$\omega_z = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial V}{\partial y} - \frac{\partial U}{\partial x} \right).$$

Распределение линий тока среднего течения в плоскости xy при $V_{ots} = 0$ показано на рис. 3. Наблюдаются один большой рециркуляционный вихрь и угловые вихри перед и за преградой. Центр углового вихря перед преградой име-

ет координаты $x = x_s - 0.4$; $y = 0.25$ и вращение происходит по часовой стрелке. В свою очередь, центр углового вихря за преградой имеет координаты $x = x_d + 0.6$; $y = 0.33$ и вращение реализуется против часовой стрелки. Абсолютное значение длины присоединения равно $\bar{x}_R = 13.6$. На основании вышесказанного можно сделать вывод о том, что направление вращения углового вихря за преградой и направление вращения в зоне рециркуляции противоположны. Распределение ψ наглядно показывает характерные черты течения перед, над преградой и за ней, особенно в зоне смещения основного отрывного турбулентного потока с рециркуляционным течением. На рис. 3, 5, 7, 9 прерывистыми линиями определены вихревые структуры с вращением по часовой стрелке.

На рис. 4 показаны линии уровня ω_z в плоскости xy при $V_{ots} = 0$. Наблюдается характерное распределение завихренности при обтекании преграды турбулентным потоком. Перед, над и за вершиной преграды видно зарождение и развитие вдоль по потоку отрывного сдвигового слоя с образованием и продвижением вихреобразований, что соответствует наименьшим ω_z (наибольшим абсолютным значениям) перед и над вершиной преграды.

Распределение линий тока среднего течения в плоскости xy при $V_{ots} = -0.04$ представлено на рис. 5. Абсолютное значение длины присоединения равно $\bar{x}_R = 12.6$. Так же как и на рис. 3 ($V_{ots} = 0$, $\bar{x}_R = 13.6$), наблюдаются один большой рециркуляционный вихрь и угловые вихри перед и за преградой. Необходимо отметить хорошую чувствительность пристенной модели для LES к влиянию отсоса жидкости из пограничного слоя уже при малых значениях V_{ots} , таких как $V_{ots} = -0.04$. Это соответствует параметру отсоса пристенной модели $V_{SL} = -0.008$ и, следовательно, свидетельствует о достаточно высокой точности разработанного численного алгоритма для гибридного LES/URANS-подхода.

На рис. 6 изображены линии уровня ω_z в плоскости xy при $V_{ots} = -0.04$. Влияние отсоса жидкости наблюдается при изучении распределения завихренности за преградой при сравнении с рис. 4 ($V_{ots} = 0$). Это выражается в относительном приближении к стенке с отверстиями тех же линий уровней ω_z в сравнении со случаем $V_{ots} = 0$.

На рис. 7 представлены распределения линий тока в плоскости xy при $V_{ots} = -0.16$. Расчеты показывают $\bar{x}_R = 7.8$. Важно отметить, что наблюдаются один большой рециркуляционный вихрь и только угловой вихрь перед преградой. При $V_{ots} = -0.16$ угловой вихрь за преградой уже не виден.

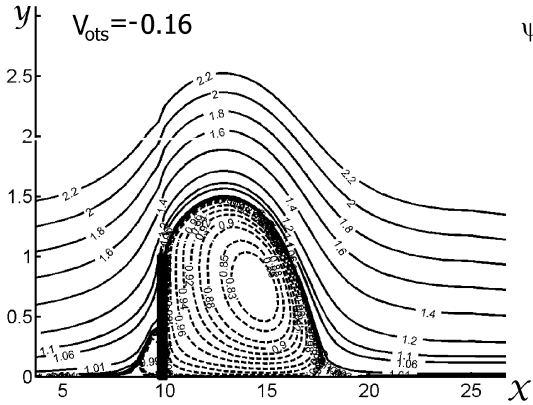


Рис. 7. Линии тока осредненного по z и t течения при $V_{ots}=-0.16$

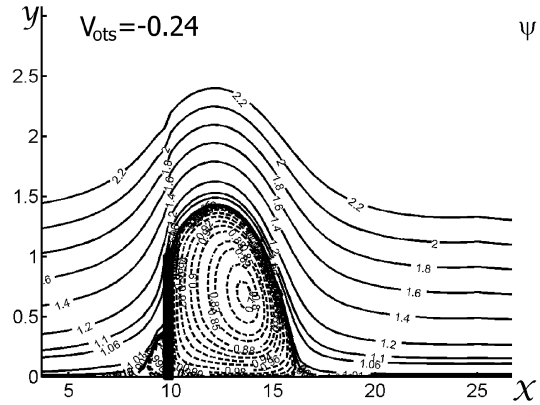


Рис. 9. Линии тока осредненного по z и t течения при $V_{ots}=-0.24$

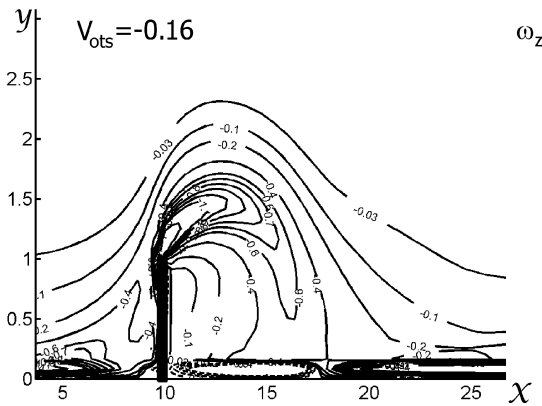


Рис. 8. Распределение изолиний ω_z (осредненного по z и t течения) при $V_{ots}=-0.16$

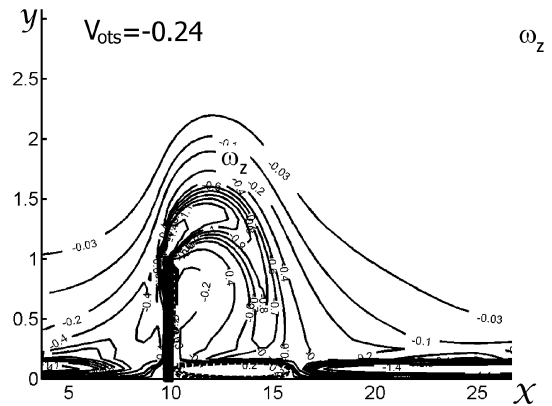


Рис. 10. Распределение изолиний ω_z (осредненного по z и t течения) при $V_{ots}=-0.24$

На рис. 8 изображены линии уровня ω_z в плоскости xy при $V_{ots}=-0.16$. Наблюдается усиление процессов влияния отсоса жидкости, описанных при изучении рис. 6.

На рис. 9 представлены распределения линий тока в плоскости xy при $V_{ots}=-0.24$. Абсолютное значение длины присоединения равно $\bar{x}_R=6.2$. Как и для случая $V_{ots}=-0.16$ (рис. 7), видно, что существует один большой рециркуляционный вихрь и только угловой вихрь перед преградой, а углового вихря за преградой уже нет.

На рис. 10 изображены линии уровня ω_z в плоскости xy при $V_{ots}=-0.24$. Наблюдается дальнейшее усиление влияния отсоса для данного случая в сравнении с рис. 4, 6, 8.

Распределение линий тока $\psi=1.001$ среднего течения в плоскости xy при

$V_{ots}=\{0; -0.04; -0.16; -0.24\}$ представлено на рис. 11. Абсолютное значение длины присоединения равно соответственно $\bar{x}_R=\{13.6; 12.6; 7.8; 6.2\}$. Только для $V_{ots}=\{0; -0.04\}$ наблюдаются один большой рециркуляционный вихрь и угловые вихри перед и за преградой.

На рис. 12 изображены линии уровня $\omega_z=-0.75$ за преградой в плоскости xy при скорости отсоса $V_{ots}=\{0; -0.04; -0.16; -0.24\}$. Влияние возрастания абсолютной величины скорости отсоса жидкости выражается в относительном увеличении зоны выбранного уровня ω_z и темпа приближения к стенке с отверстиями при сравнении с результатами для случая $V_{ots}=0$.

В плоскости xy на рис. 13 сплошными кривыми показаны линии уровня коэффициента C_V (осредненного по z и t) при отсутствии отсоса ($V_{ots}=0$).

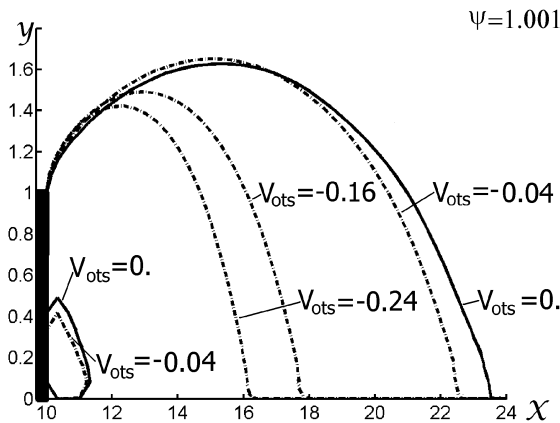


Рис. 11. Линии тока $\psi=1.001$ осредненного по z и t течения при $V_{ots}=\{0; -0.04; -0.16; -0.24\}$

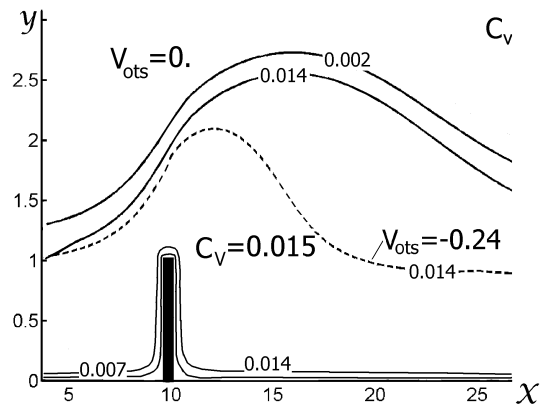


Рис. 13. Линии уровня осредненного по z и t коэффициента $C_V(x, y)$ при $V_{ots}=0$

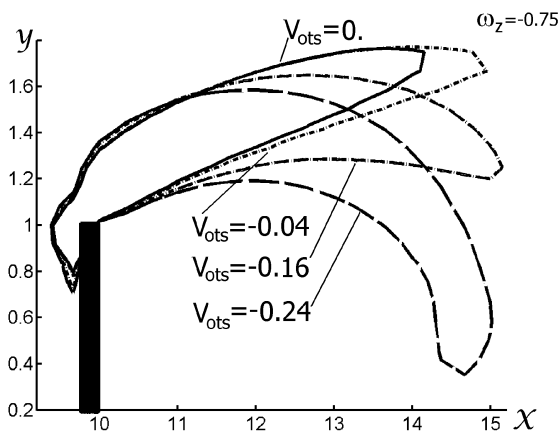


Рис. 12. Распределение изолиний $\omega_z=-0.75$ при $V_{ots}=\{0; -0.04; -0.16; -0.24\}$

Наблюдается характерное распределение коэффициента C_V подсеточной модели для LES при обтекании преграды турбулентным потоком с учетом влияния пристенной модели, предложенной в данной работе. В основной зоне турбулентного течения $C_V=0.015$. Необходимо отметить, что в рамках LES предполагается однородность и универсальность подсеточных характеристик во всей вычислительной области, исключая зоны вблизи твердых стенок. На внешней границе основной части турбулентного потока получаем $C_V=0.014$, а затем наблюдается резкое уменьшение коэффициента C_V в зоне течения с очень малой степенью турбуликации внешнего течения. Это позволяет использовать концепцию LES во всей вычислительной области в том числе и у внешней границы. Непосредственно у твердых стенок C_V уменьшае-

тся и на стенке C_V равно 0.0001 при ненулевых значениях компонент скорости, что есть следствием применения соответствующих граничных условий для нашей пристенной модели. В классическом LES [9–13, 24, 26, 29, 30], где используется очень мелкая сетка у стенки по всем тем координатам, полагается, что на стенке $C_V=0$ при нулевых значениях компонент скорости. Но это очень затратная численная технология, которую можно реализовать только на мощных компьютерах. На рис. 13 также штриховой кривой показана линия уровня коэффициента $C_V=0.014$ при наличии отсоса ($V_{ots}=-0.24$), которая соответствует внешней границе основной части турбулентного потока. Выразительно видно влияние отсоса за преградой при сравнении сплошной и штриховой кривых для случая $C_V=0.014$. Вблизи стенки в зоне отсоса линии уровня C_V смещаются вниз при увеличении параметра V_{ots} . Общая картина распределения коэффициента C_V (осредненного по z) в плоскости xy для каждого момента времени вычислений практически не отличается от результатов (осредненных по z и t), представленных на рис. 13 в рамках гибридного LES/URANS-подхода.

В качестве примера трехмерного характера турбулентного отрывного течения с преградой на плоской пластине рассмотрим следующие графики. На рис. 14–16 изображены линии уровня мгновенных значений компоненты завихренности $\omega_z = \{-1.1; -1; -0.8; -0.6; -0.4; -0.2; -0.1; -0.06; -0.03; -0.01\}$ в плоскости xz при $t=20$ и $V_{ots}=0$ для различных сечений по $y=\{0.5; 0.9; 1.2\}$. Отметим, что плоская вершина преграды находится на высоте $y=1$. На рис. 14 представлены линии уровня мгновенных значений ω_z по сечению $y=0.5$. Наблюдаются раз-

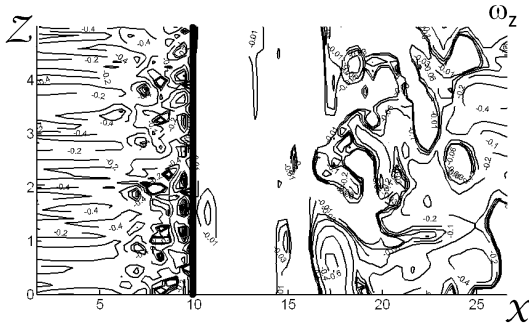


Рис. 14. Линии уровня мгновенных значений завихренности ω_z при $V_{ot.s}=0$ и $y=0.5$

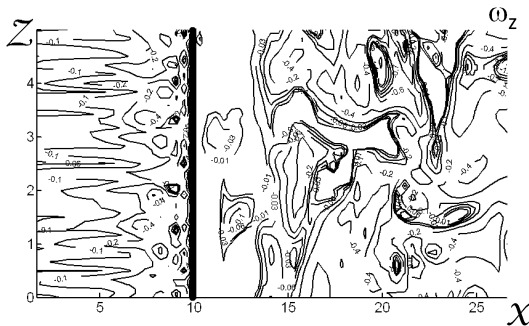


Рис. 15. Линии уровня мгновенных значений завихренности ω_z при $V_{ot.s}=0$ и $y=0.9$

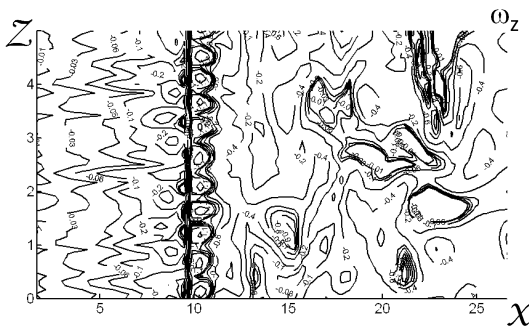


Рис. 16. Линии уровня мгновенных значений завихренности ω_z при $V_{ot.s}=0$ и $y=1.2$

личные конфигурации вихревых структур вдоль по потоку. Вдоль оси x продолговатые структуры постепенно превращаются в округлые формы перед преградой, а за ней вихревые структуры расположены хаотически. На рис. 15 показаны линии уровня мгновенных значений завихренности ω_z по сечению $y=0.9$. За преградой наблюдается увеличение области, занимаемой вихревыми структурами с большими абсолютными значениями ω_z . Эти структуры расположены хаотически. На рис. 16 представлены линии уровня мгновенных зна-

чений ω_z по сечению $y=1.2$. Такое распределение завихренности характерно для сечений по y расположенных немного выше плоской вершины преграды. Наблюдаются округлые вихревые структуры вокруг преграды с наибольшими абсолютными значениями ω_z . За преградой увеличивается зона повышенной вихревой активности с хаотическим расположением вихревых структур.

Размер и местоположение различным способом определяемых вихрей для $Re=10500$ изменяется со временем по-разному. Поэтому очень трудно выделить многократно повторяющиеся характерные полные фазы образования, развития и распада вихревых структур с приблизительно равными амплитудами величин в каждой фазе для проведения фазового осреднения. В отличие от нашего исследования, в работе [9] проведены вычисления для сходной геометрической постановки задачи ($Re=10500$), но с тем отличием, что на входе в вычислительную область заданы дополнительные периодические по времени возмущения при различных числах Струхала. В этом случае при некоторой оптимальной частоте возмущений существенно изменяется физическая картина течения и распределение вихревых структур позволяет проводить фазовое осреднение.

Для нашего случая ($V_{ot.s}=0$) в турбулентном течении широкий спектр вихрей наблюдается по всей длине отрывного сдвигового слоя за вершиной препятствия. Осцилляции отрывного сдвигового слоя из-за взаимодействия с вихрями из области вверх по течению от преграды очень сильны. Можно сделать вывод о том, что при отсутствии отсоса не существует квази-регулярного испускания больших симметричных вдоль оси z вихревых структур. Влияние процессов отсоса на трехмерный и нестационарный характер распространения вихревых структур будет исследовано в дальнейшем.

Представление полученных численных результатов в таком виде объясняется тем, что главной целью настоящей работы является создание численного алгоритма решения задачи о турбулентном течении с поперечной преградой на пластине (при первоначальном турбулентном пограничном слое несжимаемой жидкости и отсосом за преградой) на основе гибридного LES/URANS-подхода. Более подробные характеристики (мгновенные и осредненные) нестационарного трехмерного режима течения с учетом влияния преграды и отсоса будут представлены в следующей статье.

ВЫВОДЫ

В данной работе на основе гибридного LES/URANS-подхода, разработанного в исследовании [8, 34], развита численная нестационарная трехмерная модель турбулентного течения несжимаемой жидкости с поперечной преградой на стенке с учетом влияния процессов отсоса жидкости из основного течения за преградой (при первоначальном турбулентном пограничном слое с нулевым продольным градиентом давления). В данной модели все параметры и уравнения имеют безразмерный вид. Численная модель содержит три основных параметра: 1) число Рейнольдса преграды Re ; 2) число Рейнольдса турбулентного пограничного слоя Re_δ ; 3) скорость отсоса V_{ots} . Динамическая подсеточная модель имеет расчетный коэффициент C_V .

Впервые в рамках гибридного LES/URANS-подхода развиты:

i) пристенная модель для LES с учетом влияния процессов отсоса жидкости из основного течения за преградой и конфигурации отверстий;

ii) методика согласования двумерного URANS-подхода с трехмерной (в рамках LES) конфигурацией размещения отверстий путем определения эффективной скорости отсоса вдоль основного потока.

Впервые в рамках гибридного LES/URANS-подхода для отрывного нестационарного трехмерного турбулентного течения несжимаемой жидкости с поперечной преградой на стенке для ряда параметров ($Re=10500$; $Re_\delta=10500$; $\delta=1$; $u_*=0.052$; $V_{ots}=\{0; -0.04; -0.16; -0.24\}$) получены численные значения: компонент скорости, распределений линий тока, изолиний завихренности, длины присоединения для зоны рециркуляции и размеров угловых вихрей перед и за преградой, осредненных по большому промежутку времени и z величин.

В рамках LES-технологии вклад подсеточной кинетической турбулентной энергии в полную турбулентную энергию составляет около 10–12 процентов.

Представленный гибридный LES/URANS-подход правомерно использовать для расчетов на персональном компьютере в диапазоне $5000 < Re < 10^{10}$, что заметно расширяет возможности исследования отрывных нестационарных трехмерных турбулентных течений в сравнении с ранее использованным другими авторами классическим LES для $6000 < Re < 10000$.

1. Siller H., Fernholtz H. Control of separated flow

downstream of a two-dimensional fence by low-frequency forcing // Appl.Sci.Res.– 1997.– v.57.– P. 309–318.

2. Good M., Joubert P. The form drag of two-dimensional bluff-plates immersed in turbulent boundary layers // J.Fluid.Mech.– 1968.– v.31.– P. 547–582.
3. Siller H., Fernholtz H. Separation behavior in front of two-dimensional fence // Eur.J.Mech.B-Fluids.– 2001.– v.20,N5.– P. 727–740.
4. Hudy L., Naguiba A., Humphreys W. Stochastic estimation of a separated-flow field using wall-pressure-array measurements // Phys.Fluids.– 2007.– v.19.– P. 024103.
5. Ranga Raju K., Loeser J., Plate E. Velocity profiles and fence drag for a turbulent boundary layer along smooth and rough flat plates // J.Fluid.Mech.– 1976.– v.76(2).– P. 383–399.
6. Siller H., Fernholtz H. Manipulation of the reverse-flow region downstream of a fence by spanwise vortices // Eur.J.Mech.B-Fluids.– 2007.– v.26,N2.– P. 236–257.
7. Aoki K., Kanba K., Takata S. Numerical analysis of a supersonic rarefied gas flow past a flat plate // Phys.Fluids.– 1997.– v.9,N4.– P. 1144–1161.
8. Кузьменко В.Г. Численное моделирование турбулентного пристенного течения с преградой на основе гибридного LES/RANS-подхода // Прикладна гідромеханіка.– 2011.– **13(85)**, N3.– С. 48–60.
9. Orellano A., Wengle H. Numerical simulation (DNS and LES) of manipulated turbulent boundary layer flow over a surface-mounted fence // Eur.J.Mech.B-Fluids.– 2000.– v.19,N5.– P. 765–788.
10. Germano M.,Piomelli U.,Moin P.,Cabot W. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model // Phys.Fluids A.– 1991.– v.3,N7.– P. 1760–1765.
11. Piomelli U. High Reynolds number calculations using the dynamic subgrid-scale stress model // Phys.Fluids A.– 1993.– v.5,N6.– P. 1484–1490.
12. Meneveau C.,Katz J. Scale-invariance and turbulence models for large-eddy simulation // Annu.Rev.Fluid.Mech.– 2000.– v.32.– P. 1–32.
13. Piomelli U., Balaras E. Wall-layer models for Large-Eddy Simulations // Annu.Rev.Fluid.Mech.– 2002.– v.34.– P. 349–374.
14. Кузьменко В.Г. Численное трехмерное моделирование турбулентного пограничного слоя в режиме развитой шероховатости на основе LES-технологии // Прикладна гідромеханіка.– 2002.– **4(76)**, N3.– С. 31–41.
15. Кузьменко В.Г. Численное трехмерное моделирование турбулентного пограничного слоя в режиме промежуточной шероховатости // Прикладна гідромеханіка.– 2003.– **5(77)**, N2.– С. 27–36.
16. Кузьменко В.Г. Численное трехмерное моделирование турбулентного пограничного слоя на основе экономичной LES-технологии // Прикладна гідромеханіка.– 2004.– **6(78)**, N1.– С. 19–24.
17. Кузьменко В.Г. Динамические подсеточные модели для LES-технологии // Прикладна гідромеханіка.– 2004.– **6(78)**, N3.– С. 22–27.
18. Кузьменко В.Г. Численное моделирование турбулентного течения с отрывом в асимметричном канале на основе гибридной LES/RANS-технологии // Прикладна гідромеханіка.– 2010.– **12(84)**, N3.– С. 24–36.

19. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя.– М.: Ин-лит, 1956.– 528 с.
20. Бабенко В.В., Канарский М.Б., Коробов Б.И. Пограничный слой на эластичных пластинах.– К.: Наукова думка, 1993.– 264 с.
21. Ligrani P., Moffat R. Structure of transitionally rough and fully rough turbulent boundary layers // J.Fluid.Mech.– 1986.– v.162.– P. 69–98.
22. Ротта И.К. Турбулентный пограничный слой в несжимаемой жидкости.– Л.: Судостроение, 1967.– 232 с.
23. Кузьменко В.Г. Численное моделирование нестационарного турбулентного течения с отрывом над впадиной и внутри впадины // Прикладна гідромеханіка.– 2009.– **11(83)**, N3.– С. 28–41.
24. Breuer M. Wall models for LES of separated flows // ERCOFTAC Bulletin.– 2007.– N72.– P. 13–18.
25. Hoyas S., Jimenez J. Scaling of the velocity fluctuations in turbulent channels up to $Re_\tau=2003$ // Phys.Fluids.– 2006.– v.18.– P. 011702.
26. Diurno G.V., Balaras E., Piomelli U. Wall-layer models of separated flows // In Modern simulation strategies for turbulent flux, ed. B.Geurts.– Philadelphia.– 2001.– P. 207–222.
27. Perry A.E., Henbest S.M., Chong M.S. A theoretical and experimental study of wall turbulence // J.Fluid.Mech.– 1986.– v.165.– P. 163–199.
28. Zhou J., Adrian R., Balachandar S. Autogeneration of near-wall vortical structures in channel flow // Phys.Fluids.– 1996.– v.8.– P. 288–305.
29. Jakirlic S. Wall modelling in LES: method development and application // ERCOFTAC Bulletin.– 2007.– N72.– P. 5–6.
30. Fubery C. On LES and DES of wall bounded flows // ERCOFTAC Bulletin.– 2007.– N72.– P. 67–72.
31. DeGraaf D., Eaton J. Reynolds-number scaling of the flat-plate turbulent boundary layer // J.Fluid.Mech.– 2000.– v.422.– P. 319–346.
32. Kaltenbach H. A priori testing of wall models for separated flows // Phys.Fluids.– 2003.– v.15,N10.– P. 3048–3064.
33. Кузьменко В.Г. Численное моделирование турбулентного течения с отрывом за обратным уступом // Прикладна гідромеханіка.– 2007.– **9(81)**, N4.– С. 37–48.
34. Кузьменко В.Г. Численное моделирование нестационарного турбулентного течения с преградой на основе гибридного LES/URANS-подхода // Прикладна гідромеханіка.– 2013.– **15(87)**, N2.– С. 22–36.
35. Klebanoff P.S., Claveland W.G., Tidstrom K.D. On the evolution of a turbulent boundary layer induced by a three-dimensional roughness element // J.Fluid.Mech.– 1992.– v.237.– P. 101–187.
36. Perry A.E., Lim K.L., Henbest S.M. An experimental study of the turbulence structure in smooth- and rough-wall boundary layers // J.Fluid.Mech.– 1987.– v.177.– P. 437–468.
37. Balint J., Wallace J., Vukoslavcevic P. The velocity and vorticity vector fields of a turbulent boundary layer. Part 2. Statistical properties // J.Fluid.Mech.– 1991.– v.228.– P. 53–86.
38. Hoyas S., Jimenez J. Scaling of the velocity fluctuations in turbulent channels up to $Re_\tau=2003$ // Phys.Fluids.– 2006.– v.18.– P. 011702.
39. Carlier J., Stasnislas M. Experimental study of eddy structures in a turbulent boundary layer using particle image velocimetry // J.Fluid Mech.– 2005.– v.535.– P. 143–158.
40. Natrajan V., Christensen The role of coherent structures in subgrid-scale energy transfer within the log layer of wall turbulence // Phys.Fluids.– 2006.– v.18.– P. 065104.
41. Spyropoulos E., Blaisdell G. Large-Eddy simulation of a spatially evolving supersonic turbulent boundary-layer flow // AIAA J.– 1998.– v.36, N11.– P. 1983–1990.
42. Kim K., Sung H. Effects of periodic blowing from spanwise slot on a turbulent boundary layer // AIAA J.– 2003.– v.41, N10.– P. 1916–1924.
43. Kim K., Sung H. Assessment of local blowing and suction in a turbulent boundary layer // AIAA J.– 2002.– v.40, N1.– P. 175–177.
44. Tarakka H., Simanungkait S. Effect of active control by blowing to aerodynamic drag of bluff body Van model // Fluid Mech. Research.– 2013.– v.40,N4.– P. 312–323.
45. Бенодекар Р., Годдард А., Госман А., Исса Р. Численный расчет турбулентного обтекания выступов на плоскости // Аэрокосмическая техника.– 1986.– N2.– С. 125–134.