

УДК 519.6

Е.А. Данилкин, Р.Б. Нутерман, А.А. Барт, Д.В. Деги, А.В. Старченко

ИССЛЕДОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ВОЗДУХА И ПЕРЕНОСА ПРИМЕСИ В УЛИЧНОМ КАНЬОНЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВИХРЕРАЗРЕШАЮЩЕЙ МОДЕЛИ ТУРБУЛЕНТНОГО ТЕЧЕНИЯ¹

Представлена вихреразрешающая математическая модель и ориентированная на суперкомпьютерную технику модификация алгоритма численного решения системы уравнений Навье – Стокса, описывающих движение несжимаемой жидкости при моделировании турбулентности методом крупных вихрей. После апробации построенной модели на тестовых задачах предложенная математическая модель применена для исследования аэродинамики потока и переноса примеси в уличном каньоне.

Ключевые слова: *вихреразрешающее моделирование, турбулентность, уличные каньоны, параллельные вычисления.*

В связи с постоянным ростом количества автотранспорта увеличивается и уровень загрязнения приземного слоя атмосферы выхлопными газами, в то время как развитие городской инфраструктуры идет сравнительно медленными темпами. Для обеспечения высокого уровня экологического комфорта населения при рациональном использовании городских земель наряду с приборным контролем состава атмосферного воздуха необходимы системы для мониторинга состояния окружающей среды, которые позволяли бы предсказывать концентрации газовых составляющих примеси для различных метеоусловий и конфигураций городской застройки. Для этого активно применяются методы математического моделирования, позволяющие рассчитывать детальную структуру турбулентного течения воздушных масс и картину распределения примеси, а также предсказывать зоны превышения предельно допустимых концентраций для конкретных участков городской застройки [8, 14, 22].

На современном этапе развития теории турбулентности моделирование турбулентных течений в окружающей среде осуществляется, в основном, с использованием осредненных по Рейнольдсу уравнений Навье – Стокса и переноса (Reynolds Averaged Navier – Stokes – RANS-подход), для которых требуется решить проблему замыкания путем привлечения полуэмпирических моделей различного уровня сложности. Однако, несмотря на значительные успехи в развитии этих моделей, имеются определенные трудности при описании нестационарных турбулентных течений вблизи плохообтекаемых тел. В первую очередь это обусловлено определенными особенностями отрывных течений, а именно, наличием организованных когерентных структур, определяемых параметрами течения и геометрией области исследования [2, 11]. Метод крупных вихрей (Large Eddy Simulation – LES-подход) оказывается более предпочтительным при моделировании турбулентных

¹ Работа выполнена при финансовой поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 (госконтракт № 14.В37.21.0667) и РФФИ в рамках научных проектов № 12-05-31341, № 12-01-00433а.

отрывных течений, так как позволяет описывать нестационарную структуру турбулентного течения, напрямую предсказывая поведение крупных вихрей и каскадный процесс передачи энергии к более мелким вихрям с масштабами вплоть до размера ячейки расчетной сетки. При этом вихри меньшего масштаба, которые можно считать изотропными [10], моделируются с помощью той или иной подсеточной модели.

Необходимо отметить, что высокая вычислительная стоимость проведения расчетов на ЭВМ при реализации вихререшающего моделирования для описания турбулентности существенно ограничивает широкое применение LES-подхода для исследования течений в окружающей среде и является следствием, во-первых, сложной природы турбулентности, поскольку для явного разрешения энергосодержащих вихрей, характеризующих поведение потока, требуется использование очень подробной разностной сетки (порядка $10^6 - 10^8$ ячеек в объеме, не превышающем размер наибольшего вихря в исследуемой системе). А во-вторых, в отличие от RANS-подхода, где решение исходной системы есть средние характеристики исследуемого течения, при использовании вихререшающего моделирования результатом решения является состояние течения в некоторый конкретный момент времени, и для получения средних характеристик потока необходимо провести осреднение по достаточно большому количеству временных шагов (величина порядка $10^4 - 10^6$).

Тем не менее развитие современной высокопроизводительной вычислительной техники и наличие эффективных алгоритмов позволяют получать новые интересные результаты с использованием данного подхода. В предлагаемой работе большое внимание было уделено построению нового эффективного метода решения описанной математической модели на многопроцессорной технике с распределенной памятью. После верификации на модельных задачах (обтекание цилиндра и течение над шероховатой пластиной) модель была применена для исследования распространения примеси, поступающей от точечного источника в трехмерном уличном каньоне.

Физико-математическая постановка задачи

Рассматривается трехмерное нестационарное турбулентное движение несжимаемой среды с распределенными источниками примеси постоянной интенсивности.

Моделирование турбулентного течения и переноса примеси осуществляется с использованием метода крупных вихрей, основная идея которого заключается в формальном математическом разделении крупных и мелких вихрей средствами высокочастотных фильтров. При этом крупные вихри разрешаются явно, а мелкомасштабная турбулентность параметризуется, то есть определяется характеристиками крупномасштабных вихрей. Возможности к этому открывает теория универсального равновесия Колмогорова [6], в соответствии с которой, если нет возможности для разрешения всех масштабов турбулентного движения при численном моделировании, то следует моделировать мелкомасштабные вихри как приближенно изотропные структуры по сравнению с рассчитываемыми явно анизотропными крупномасштабными вихрями.

Для разделения крупных и мелких структур используется операция фильтрации [10, 11, 20]. Возможно использование явной фильтрации, согласно которой переменные ячеечного масштаба определяются уравнением

$$\bar{f}(\bar{x}, t) = \int_{R^3} G(\bar{x}, \bar{x}') f(\bar{x}', t) d\bar{x}', \quad \int_{R^3} G(\bar{x}) d\bar{x} = 1, \quad (1)$$

где f – подлежащая фильтрации величина, G – функция фильтра с характерным масштабом длины Δ , или неявной фильтрации уравнений Навье – Стокса, когда в качестве фильтра выступает используемая разностная сетка [3], которая и применяется в данной работе.

Полученная математическая модель трехмерного нестационарного турбулентного движения несжимаемой среды включает в себя отфильтрованные уравнения неразрывности и Навье – Стокса:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0; \quad (2)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}; \quad (3)$$

$$\tau_{ij} = \overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j, \quad i, j = 1, 2, 3, \quad (4)$$

а также отфильтрованное дифференциальное уравнение, описывающее перенос пассивной газообразной примеси:

$$\frac{\partial \bar{C}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_j \bar{C}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\nu}{Sc} \frac{\partial \bar{C}}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial q_j}{\partial x_j} + F; \quad (5)$$

$$q_j = \overline{C u_j} - \bar{C} \bar{u}_j, \quad j = 1, 2, 3. \quad (6)$$

Здесь \bar{u}_i – фильтрованные компоненты мгновенного поля скорости; \bar{p} – мгновенное значение давления; ν – коэффициент кинематической вязкости; ρ – плотность; \bar{C} – концентрация примеси; F – функция, описывающая распределение источников; τ_{ij} – тензор подсеточных напряжений, q_j – подсеточный поток массы; Sc – число Шмидта. По повторяющемуся индексу j проводится суммирование.

Система уравнений (2) – (6) остается незамкнутой, так как выражения (4) и (6) содержат исходные нефильтрованные компоненты скорости и концентрации. τ_{ij} и q_j характеризуют влияние мелкомасштабных вихрей на эволюцию крупномасштабных вихрей, и их необходимо моделировать, как в подходе Буссинеска через установление их связи со скоростями \bar{u}_i и концентрацией \bar{C} . Последнее и составляет суть методики подсеточного моделирования [1, 6, 7, 11, 20].

В настоящее время существует большое количество подходов к моделированию подсеточных масштабов [1, 20], но наиболее широкое распространение получили модели, основанные на использовании турбулентной вязкости (Eddy Viscosity Models, EVM) для не разрешенных явно турбулентных пульсаций. В таких моделях тензор напряжений и турбулентный поток массы вычисляются по формулам

$$\tau_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} \tau_{ii} = -2K_T \bar{S}_{ij}, \quad \bar{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad q_j = -\frac{K_T}{Sc_\tau} \frac{\partial \bar{C}}{\partial x_j}, \quad i, j = 1, 2, 3. \quad (7)$$

Здесь \bar{S}_{ij} – тензор скорости деформации, построенный по фильтрованному полю скорости \bar{u}_i , $K_T = K_T(\bar{u}, \bar{x}, t) \geq 0$ – коэффициент турбулентной вязкости, зависящий от решения, Sc_τ – турбулентное число Шмидта.

Выбор зависимости $K_T = K_T(\bar{u}, \bar{x}, t)$ чрезвычайно разнообразен. Например, для модели Смагоринского и ее модификаций турбулентная вязкость определяется на основе локальных параметров потока, а для динамических и дифференциальных моделей (и их комбинаций) – из предыстории развития течения. Более подробную информацию по моделям турбулентной вязкости можно найти в работах [1, 3, 12, 20].

В данной работе использовалась модель Смагоринского [21], в которой влияние мелкомасштабных вихрей на эволюцию крупномасштабных аппроксимируется выражением $\tau_{ij}^{Smog} = -2C_S^2 \Delta_g^2 |\bar{S}| \bar{S}_{ij}$, где Δ_g – шаг сетки модели, $|\bar{S}| = \sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}}$ – норма тензора скорости деформации, C_S – постоянная Смагоринского.

В качестве граничных условий для скорости использовались условия прилипания и непротекания на твердых границах, на входе задавался профиль скорости, на выходе – равенство нулю производных по нормали. Для концентрации примеси на стенках и выходе задавалось равенство нулю производных по нормали, на входе – нулевые значения.

В связи с тем, что пространственное разрешение для рассматриваемого случая турбулентного течения не позволяет описывать процессы в вязком пограничном слое, суммарное воздействие стенки должно быть учтено при помощи пристеночной модели. Известно, что в зоне развитой турбулентности изменение продольной компоненты скорости в зависимости от расстояния от поверхности можно с хорошей точностью аппроксимировать логарифмической зависимостью. Поэтому в данной работе для правильного описания поведения средних величин использовалась простейшая пристеночная модель, не выходящая за пределы первого расчетного слоя, которая успешно применялась в других работах и описана в [3].

Пренебрегая отклонением профиля скорости от логарифмического закона, скорость в первом расчетном узле над шероховатой поверхностью можно определить, используя следующую зависимость:

$$\bar{u} = \frac{\bar{u}_\tau}{k} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right), \quad (8)$$

где $\bar{u}_\tau = \sqrt{\tau_w/\rho}$ – динамическая скорость, τ_w – напряжения трения на стенке, z_0 – параметр шероховатости, $k \approx 0,4$ – постоянная Кармана, z – расстояние до поверхности. Предположение о логарифмическом распределении профиля скорости использовалось при оценке влияния напряжений трения у стенки.

Аппроксимация дифференциальной задачи и численный метод решения

Численное решение представленной выше системы дифференциальных уравнений в частных производных осуществляется на основе метода конечного объема с использованием разнесенной разностной сетки, когда значения компонент скорости определяются на гранях конечных объемов, а скалярные характеристики – в центре. После разбиения расчетной области описанным способом каждое дифференциальное уравнение интегрируется по каждому конечному объему.

При вычислении интегралов применяется кусочно-полиномиальная интерполяция для зависимых от x_1, x_2, x_3 величин. Аппроксимация конвективных членов уравнения переноса выполняется с использованием направленной схемы QUICK [16]. Аппроксимация диффузионных членов осуществляется с использованием центрально-разностной схемы второго порядка. Для решения уравнений переноса применяется явная схема по времени (Адамса – Бэшфорда). Результатом дискретизации является явная разностная схема второго порядка аппроксимации по времени и пространству, являющаяся условно устойчивой.

В гидродинамической части модели для согласования полей скорости и давления использовалась схема предиктор-корректор, в соответствии с которой явная схема Адамса – Бэшфорда для уравнений движения выполняла функцию предиктора, а коррекция поля скорости, удовлетворяющего уравнению неразрывности на новом временном слое, выполнялась на основе решения разностного уравнения для давления. Для решения системы линейных алгебраических уравнений для отыскания давления использовался метод сопряженных градиентов (CG) с использованием предобуславливания методом верхней релаксации с красно-черным упорядочиванием [5].

При расчёте течений в областях сложной геометрии в данной работе использовался метод фиктивных областей, суть которого заключается в том, что значения векторных и скалярных величин в области преграды равны нулю и на границах фиктивных конечных объемов отсутствуют диффузионные потоки.

Параллельная реализация

В качестве основного подхода распараллеливания выбрана двумерная геометрическая декомпозиция сеточной области, которая подразумевает выделение каждому процессорному элементу некоторой сеточной подобласти со всеми принадлежащими этой подобласти значениями неизвестных сеточных функции (рис. 1).

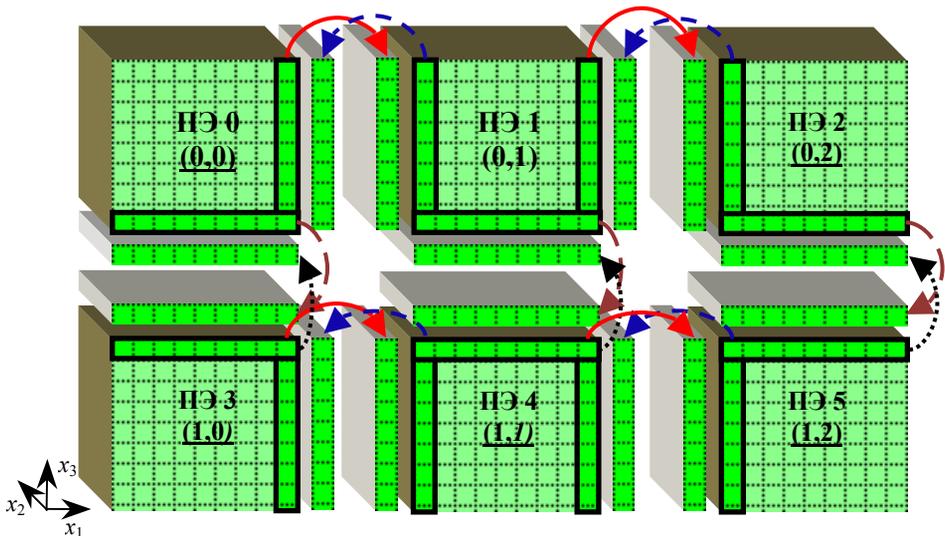


Рис. 1. Иллюстрация организации пересылок граничных сеточных значений при 2D-декомпозиции сеточной области для обеспечения однородности вычислительного процесса (ПЭ – процессорный элемент)

После распределения данных по процессорным элементам устанавливаются связи между блоками сеточной области, расчеты в которых будут выполняться параллельно. Связи возникают в силу используемого шаблона явной разностной схемы, поскольку для вычисления очередного приближения в приграничных узлах каждой подобласти требуются значения сеточной функции с соседнего процессорного элемента. Поэтому на каждом процессорном элементе создаются фиктивные ячейки для хранения данных с соседнего процессорного элемента и организуется пересылка этих граничных значений, необходимых для обеспечения однородности вычислительного процесса (рис. 1) [4].

Для уменьшения времени, затрачиваемого на пересылку данных при организации межпроцессорных обменов, использовалась технология опережающей рассылки, когда вычисления во внутренней области проходят на фоне осуществляющейся пересылки уже вычисленных граничных значений сеточной функции, окрашенных в более темный цвет (рис. 2) [9].

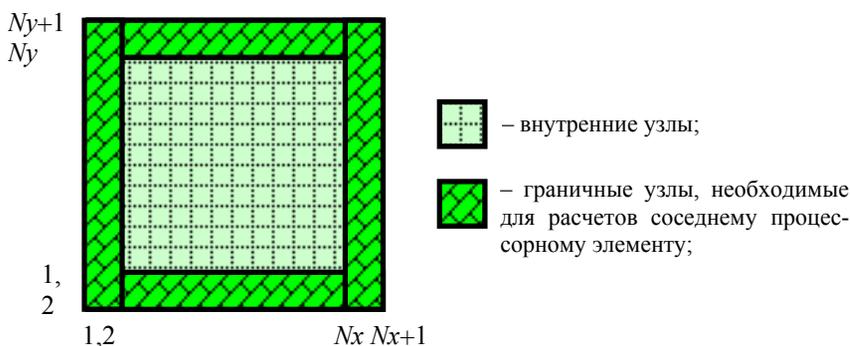


Рис. 2. Иллюстрация принадлежности узлов вычислительной сетки для одной подобласти

Использование многопроцессорной вычислительной техники (кластер ТГУ СКИФ Cyberia, 358 узлов/696 шестиядерных процессоров IntelXeon 5670, 2,93ГГц) позволило существенно сократить время вычислений при решении описанного класса задач. В таблице представлено время работы (в часах) параллельной программы для различного количества процессорных элементов, используемых при решении уравнений Навье – Стокса для течения над шероховатой пластиной (5 000 шагов по времени). Заметим, что при проведении вычислений для турбулентных течений требуется около 25 000–250 000 шагов по времени.

Время счета для случая моделирования течения над шероховатой пластиной на сетке $120 \times 120 \times 30$

Число процессов	1	4	16	25	64	100
Время счета, ч	38,68	23,34	2,86	1,12	0,83	0,81

Результаты математического моделирования

Адекватность построенной математической модели реальным турбулентным течениям была проверена на следующих модельных задачах: течение над шероховатой пластиной и обтекание цилиндра квадратного сечения. Течение над шероховатой пластиной является хорошим тестовым примером для апробации моде-

лей турбулентного течения, показывающим насколько хорошо построена математическая модель воспроизводит процессы, происходящие в пограничном слое. Задача интересна тем, что генерация энергии турбулентности осуществляется за счет взаимодействия потока с ограничивающей поверхностью (шероховатой пластиной).

При организации расчетов граничные условия задавались следующим образом: по направлению потока – условия периодичности с сохранением расхода, на верхней и боковых открытых поверхностях – условия скольжения, и на пластине – условия прилипания. Для задания начальных условий выбраны аналитические выражения, предложенные в работе [18] для трех компонент скорости ($Re_\tau = u_\tau h / \nu = 180$, h – полуширина канала):

$$\begin{aligned} \bar{u}_1(x_1, x_2, x_3) / U_{in} &= C \left(1 - (x_3 / h)^8\right) + \varepsilon 2\pi \sin(\pi x_3 / h) \cos(x_1 / h) \sin(x_2 / h); \\ \bar{u}_2(x_1, x_2, x_3) / U_{in} &= -\varepsilon \pi \sin(x_1 / h) \sin(\pi x_3 / h) \cos(x_2 / h); \\ \bar{u}_3(x_1, x_2, x_3) / U_{in} &= -\varepsilon (1 + \cos(\pi x_3 / h)) \sin(x_1 / h) \sin(x_2 / h); \end{aligned} \quad (9)$$

где $C = 7,764 Re_\tau^{1/7} \cdot u_\tau / U_{in}$ и $\varepsilon = 0,1C$. Эти начальные условия удовлетворяют граничным условиям и по своей сути являются возмущением, наложенным на среднее течение для задания начального уровня турбулентности в потоке.

Условия проведения расчетов, геометрия области исследования и параметры течения выбраны в соответствии с работой [13]. Размеры области исследования составляли $4\pi h, 2\pi h, 2h$, расчеты проводились на равномерной сетке $96 \times 80 \times 64$. Результаты моделирования течения жидкости показали хорошее согласование с экспериментальными данными [19] и данными прямого численного моделирования [15] (рис. 3, 4).

На основе полученных результатов можно сделать вывод, что предложенная и реализованная математическая модель способна корректно описывать характеристики турбулентного течения над шероховатой поверхностью.

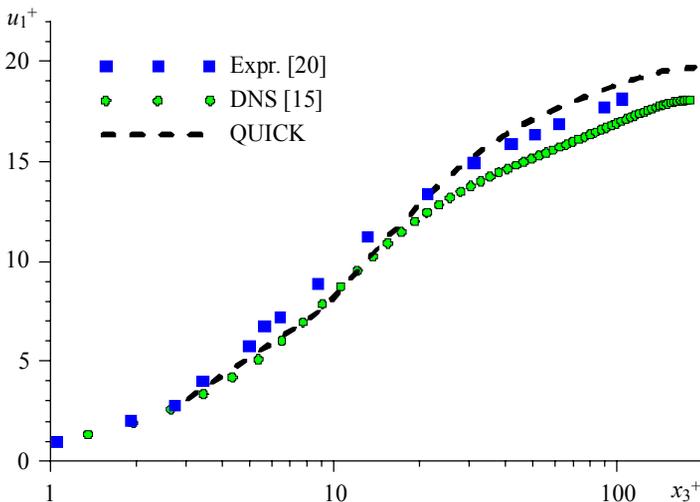


Рис. 3. Профиль осредненной по времени продольной компоненты скорости

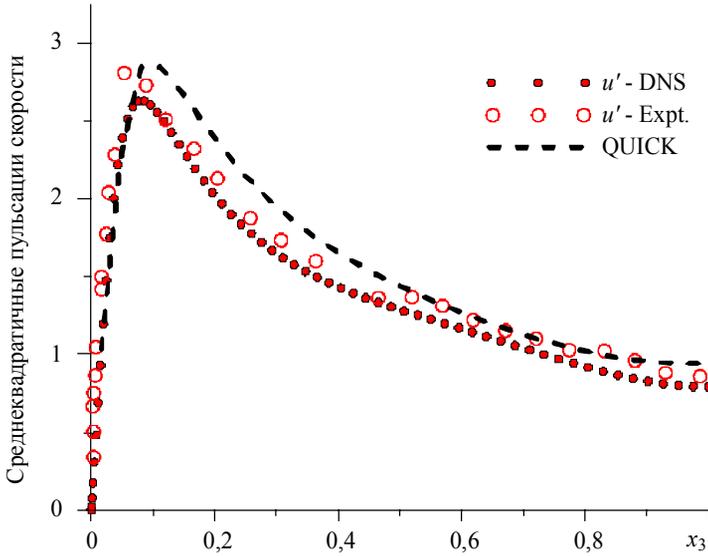


Рис. 4. Флуктуации продольной компоненты скорости

Эксперимент с обтеканием цилиндра [17] также использовался для апробации построенной математической модели турбулентного течения. Моделируется турбулентный поток вокруг цилиндра квадратного сечения, расположенного в канале (рис. 5). Рассматриваемый случай имеет довольно простую геометрию, но представляет большой интерес с точки зрения моделирования процесса образования

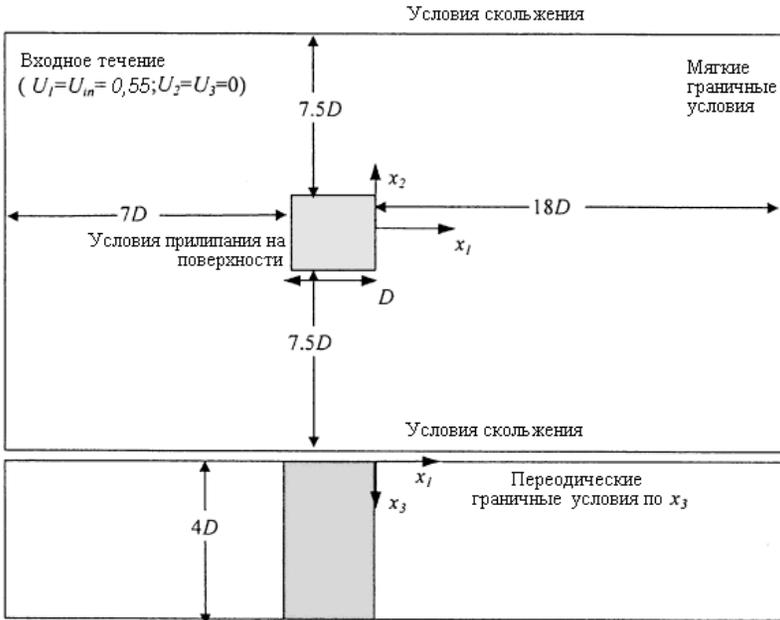


Рис. 5. Расчетная область

крупных вихрей с их последующим распадом и диссипацией в возникающем неустойчивом следе за цилиндром. Размеры геометрии области исследования представлены на рис. 5, в расчетах использовалась область $Nx_1 \times Nx_2 \times Nx_3 = 132 \times 122 \times 22$. Выбор области течения и значения числа Рейнольдса $Re = U_{in}D/\nu$ соответствуют эксперименту Lyn et al. [17].

Движение жидкости поддерживалось за счет задания постоянной скорости на входной границе, направленной вдоль оси Ox_1 . В качестве начальных данных использовались постоянные значения скорости $\bar{u}_1 = U_{in} = 0,55 \text{ м/с}$, $\bar{u}_2 = \bar{u}_3 = 0$. Расчеты (и осреднение величин) проводились в течение двенадцати периодов отрыва вихря после времени инициализации, равного $50D/U_{in}$.

Эксперимент с обтеканием цилиндра квадратного сечения хорошо описан, имеются данные измерений, представленные в виде таблиц. Этот эксперимент часто используется для апробации различных подходов моделирования турбулентности. Набегающий ламинарный поток рассеивается на наветренной стороне цилиндра, а с боковых поверхностей отрываются вихри. Экспериментально установленная частота отрыва вихрей f соответствует значению безразмерного числа Струхала $Sh = fD/U_{in} = 0,13$. Такое же значение частоты отрыва вихрей получено численно в результате расчетов.

Вычислительный эксперимент показал наличие хорошего уровня согласования расчетов с экспериментальными данными [17]. Профиль компоненты скорости $\langle \bar{u}_1 \rangle$, осредненной по времени, хорошо накладывается на данные измерений. На рис. 6 представлены результаты расчетов изменения осредненной по времени продольной скорости потока вдоль оси, ориентированной по потоку и проходящей через середину поперечной плоскости расчетной области.

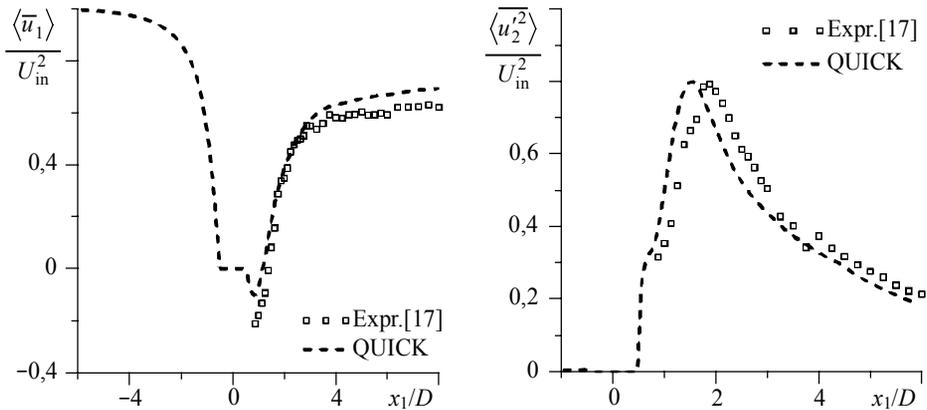


Рис. 6. Сравнение профиля средней скорости u_1 , полученного на экспериментальном стенде, с результатами моделирования, полученными в данной работе (слева); сравнение турбулентных напряжений для пульсаций скорости u_2 (справа)

Анализ результатов показывает, что использование направленной схемы QUICK позволяет достичь довольно точного согласования результатов численного эксперимента с измерениями [17] для средних характеристик потока при использовании замыкания Смагоринского с постоянным коэффициентом. На рис. 6 также

представлен профиль осредненных по времени нормальных турбулентных напряжений вниз по потоку за цилиндром. Из рисунков видно, что получено достаточно хорошее соответствие с данными эксперимента [17] для относительных пульсаций компоненты скорости $\langle \overline{u_2}' \rangle$.

На рис. 7 представлено векторное поле скорости на фоне поля давления для трех различных моментов времени. Иллюстрации демонстрируют способность вихререзающего моделирования описывать нестационарную структуру турбулентного течения. Показано, что на наветренной стороне цилиндра образуется область повышенного давления, а в области завихрения давление наоборот ниже, чем в окрестности образовавшегося или формирующегося вихря, что полностью согласуется с механизмом протекания реальных физических процессов.

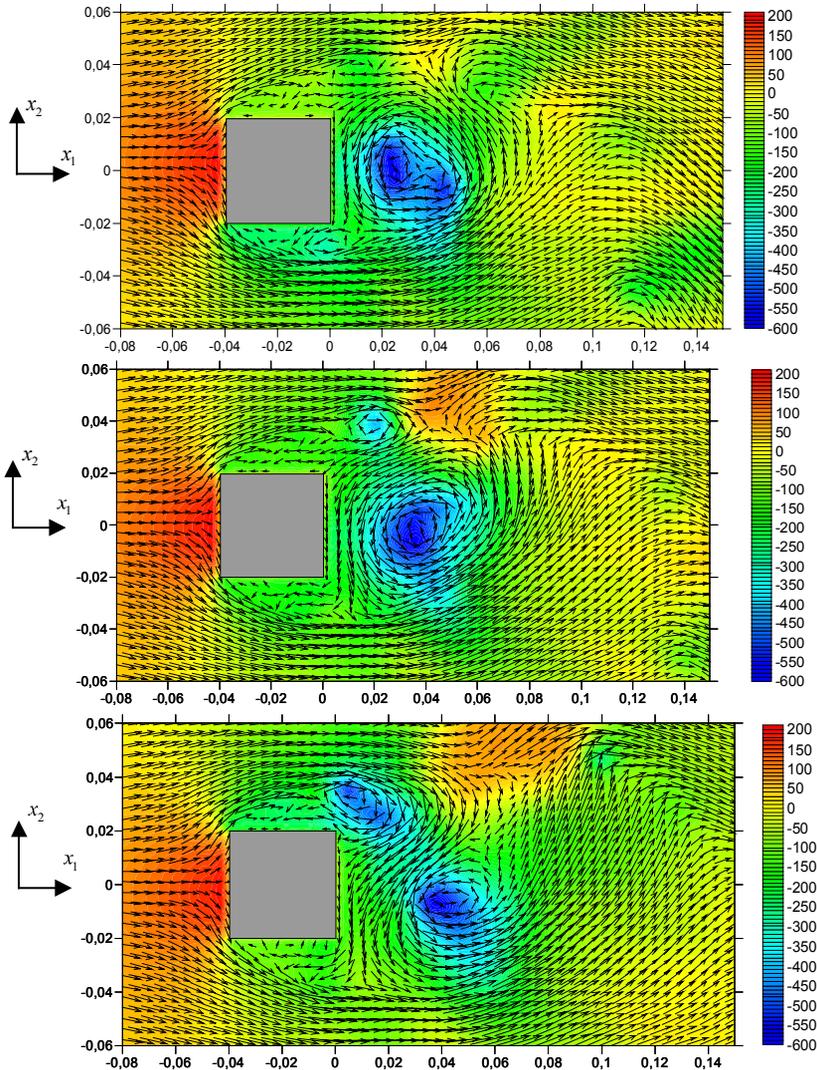


Рис. 7. Векторное поле скорости и карта давления в моменты времени $t_1 < t_2 < t_3$, где $t_2 = t_1 + 0,2T$, $t_3 = t_1 + 0,4T$, T – период отрыва вихря

На основе построенной математической модели турбулентного течения несжимаемой среды проведен ряд расчетов для трехмерной модели уличного каньона. Геометрия исследуемой области представлена на рис. 8. В данной работе исследуется характер распространения примеси в зависимости от соотношения ширины и высоты уличного каньона, расположения источника примеси и скорости потока.

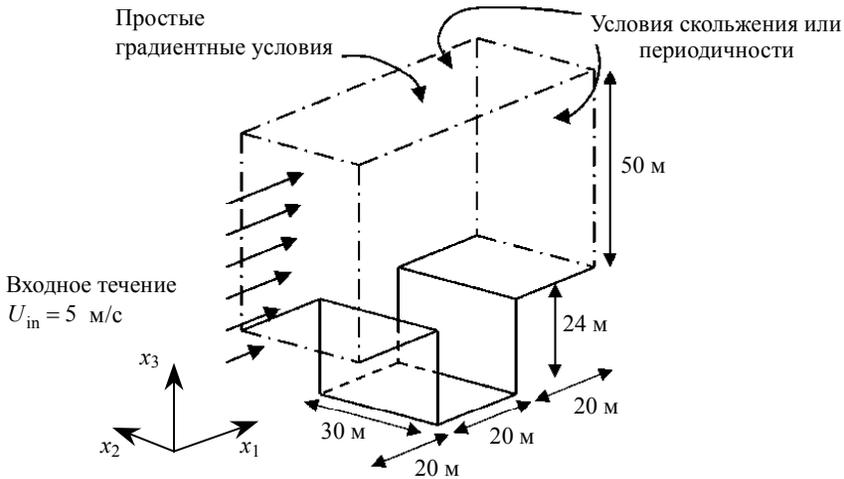


Рис. 8. Расчетная область

Задача решалась в следующей постановке. В поперечном основном потоке направлении использовались условия периодичности. В этом случае необходимо располагать боковые границы расчетной области так, чтобы длина области в поперечном направлении была больше, чем размер самого большого вихря в каньоне. Для рассматриваемого случая крупнейший вихрь ограничен шириной каньона $W = 20$ м, тогда поперечную длину каньона можно взять равной 30 м ($L/W = 1,5$) [14]. Периодические граничные условия задавались в продольном направлении с целью имитировать бесконечную серию каньонов. Расчеты проводились на сетке $182 \times 54 \times 180$. Источник поступления примеси постоянной интенсивности располагался вблизи поверхности на высоте $h_z = 0,125$ м над центром основания рассматриваемой расчетной области.

Результаты расчетов показывают, что максимальные концентрации примеси наблюдаются у подветренной стороны каньона и вблизи источников примеси (рис. 9), при этом максимальные концентрации возрастают при перемещении источника примеси к любой из образующих уличного каньона.

На основе численных экспериментов показано, что увеличение скорости основного потока способствует более интенсивному выносу примеси из уличного каньона. Также показано, как геометрические параметры уличного каньона влияют на вид течения и уровень загрязнения. Так, в случае уменьшения высоты H уличного каньона или увеличения ширины W до соотношения $H/W = 0,5$ центр основного вихря смещается к наветренному заданию и вихрь растягивается во всю длину канала (рис. 9). Это приводит к уменьшению скорости вращательного движения воздушных масс у подветренной стороны каньона и, как следствие,

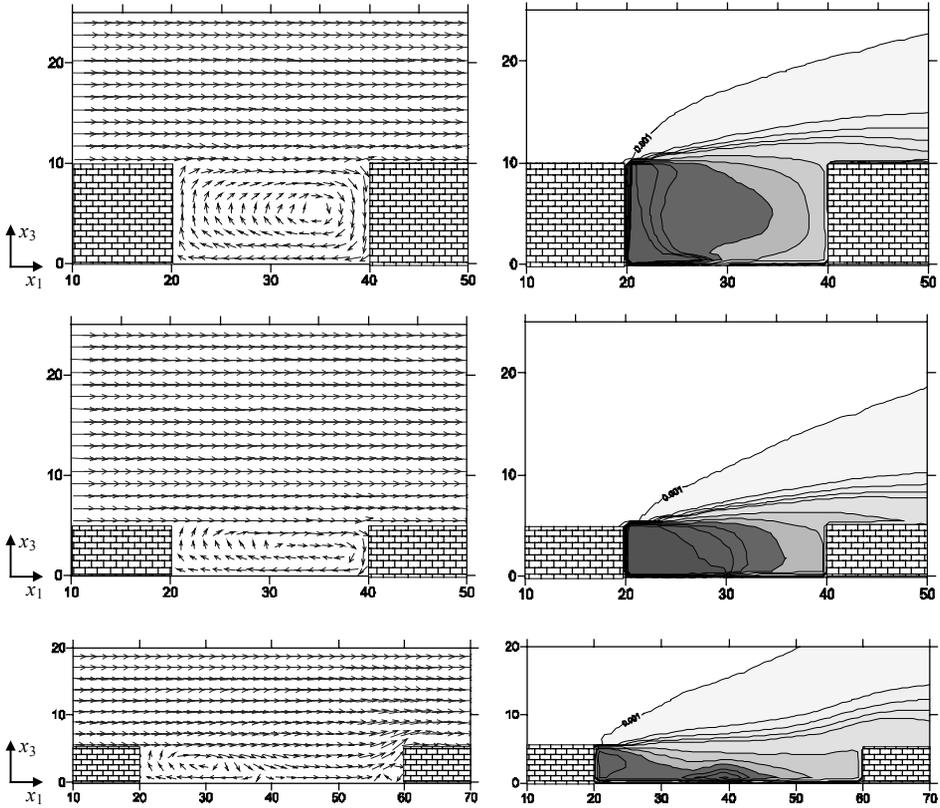


Рис. 9. Изолинии концентрации примеси, осредненной вдоль оси Ox_2 , векторное поле скорости, $U_{in} = 5 \text{ м/с}$; источник примеси ($x_1 = 30 \text{ м}$, $x_2 = 15 \text{ м}$, $x_3 = 0,125 \text{ м}$)

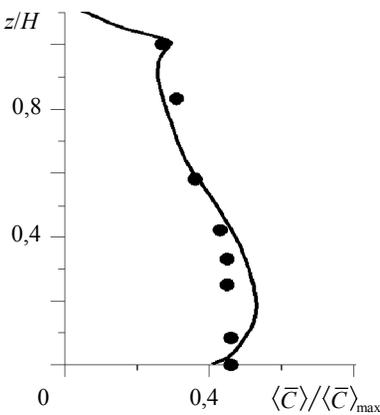


Рис. 10. Нормированная и осредненная концентрация примеси на наветренной стороне уличного каньона. Точками обозначены экспериментальные данные [14]

примесь менее интенсивно выносятся из каньона и возрастают локальные значения концентрации примеси. Дальнейшее увеличение расстояния между зданиями $H/W = 0,125$ приводит к образованию двух рециркуляционных зон: большой вихрь у подветренной стороны и малый – у наветренной. В этом случае примесь, поступающая от источника, расположенного в центре уличного каньона, уносится в сторону подветренного здания, где она циркулирует в турбулентном вихре.

Помимо проведения параметрических расчетов для случая $W = 20 \text{ м}$, $H = 24 \text{ м}$, $U_{in} = 5 \text{ м/с}$ (источник примеси располагается в центре каньона в точке $x = 30 \text{ м}$, $y = 15 \text{ м}$, $z = 0,125 \text{ м}$) выполнено сравнение с экспериментальными данными из работы [14]. Резуль-

таты расчетов показали хороший уровень согласования с измеренными значениями концентрации примеси на наветренной стороне, что свидетельствует об адекватности построенной математической модели турбулентного течения и переноса примеси реальным физическим процессам (рис. 10).

Заключение

Построена и применена для исследования турбулентных отрывных течений и переноса пассивной газообразной примеси в уличном каньоне нестационарная трехмерная вихререзающая модель, учитывающая влияние плохообтекаемых препятствий на поведение потока и распределение концентрации примеси.

С использованием построенной модели турбулентности проведено исследование влияния соотношения ширины и высоты уличного каньона, расположения источника примеси и скорости потока воздуха на структуру течения и распространение концентрации примеси.

ЛИТЕРАТУРА

1. Волков К.Н., Емельянов В.Н. Моделирование крупных вихрей в расчетах турбулентных течений. М.: Физматлит, 2008. 368 с.
2. Гарбарук А.В., Стрелец М.Х., Шур М.Л. Моделирование турбулентности в расчетах сложных течений: учебное пособие. СПб: Изд-во Политехн. ун-та, 2012. 88 с.
3. Глазунов А.В. Вихревое моделирование турбулентности с использованием смешенного динамического локального замыкания // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. 2009. Т. 45. № 1. С. 7–28.
4. Данилкин Е.А., Старченко А.В. К выбору способа декомпозиции при численном решении систем связанных дифференциальных уравнений на многопроцессорной технике с распределенной памятью // Третья Сибирская школа-семинар по параллельным вычислениям. Томск : Изд-во Том. ун-та, 2006. С. 95–101.
5. Данилкин Е.А., Старченко А.В. Параллельная реализация численного метода решения системы уравнений Навье – Стокса при моделировании крупных вихрей турбулентных течений // Вестник Новосибирского государственного университета. Сер. Информационные технологии. 2009. Т. 7. № 2. С. 49–61.
6. Колмогоров А.Н. Локальная структура турбулентности в несжимаемой вязкой жидкости при очень больших числах Рейнольдса // ДАН СССР. 1941. Т. 30. С. 299–303.
7. Курбацкий А.Ф. Лекции по турбулентности: в 2 ч. Введение в турбулентность. Новосибирск, 2000. 118 с.; Моделирование турбулентных течений. Новосибирск, 2001. 136 с.
8. Нутерман Р.Б., Бакланов А.А., Старченко А.В. Моделирование аэродинамики и распространения выбросов от автотранспорта в городском подслое // Математическое моделирование. 2010. Т. 22. № 4. С. 3–22.
9. Ортега Дж. Введение в параллельные и векторные методы решения линейных систем. М.: Мир, 1991. 364 с.
10. Турбулентные сдвиговые течения: пер. с англ. / ред. А.С. Гиневский. М.: Машиностроение, 1982. 432 с.
11. Хлопков Ю.И. Лекции по теоретическим методам исследования турбулентности. М.: МФТИ, 2005. 178 с.
12. Germano M., Piomelli U., Moin P., Cabot W.H. A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model // Phys. Fluids. A. 1991. V. 3. P. 1760–1765.
13. Gokarn A., Battaglia I.F., Fox R.O. Large eddy simulations of incompressible turbulent flows using parallel computing techniques // Int. J. Numer. Meth. Fluids. 2008. V. 56. No. 10. P. 1819–1843.
14. Hoydysh W.G., Dabberdt W.F. Kinematics and dispersion characteristics of flows in asymmetric street canyons // Atmospheric Environment. 1988. V. 22. P. 2677–2689.

15. Kim J., Moin P., Moser R. Turbulence statistics in fully developed channel flow at low Reynolds number // J. Fluid Mechanics. 1987. V. 177. P. 133–166.
16. Leonard B. A Stable and Accurate Convective Modeling Procedure Based on Quadratic Upstream Interpolation // Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering. 1979. V. 19. P. 59–98.
17. Lyn D., Einav S., Rodi W., et al. A laser-Doppler velocimetry study of ensemble averaged characteristics of the turbulent near wake of a square cylinder // J. Fluid Mech. 1995. V. 304. P. 285–319.
18. Moin P., Kim J. On the numerical solution of time dependent viscous incompressible fluid flows involving solid boundaries // J. Computational Physics. 1980. V. 35. P. 381–392.
19. Niederschulte M.A., Adrian R.J., Hanratty T.J. Measurements of turbulent flow in a channel at low Reynolds numbers // Experiments in Fluids. 1990. V. 9. P. 222–230.
20. Sagaut P. Large eddy simulation for Incompressible Flow. 3rd ed. An Series: Scientific Computation, 2006. 556 p.
21. Smagorinsky J. General circulation experiments with the primitive equations. I: The basic experiment // Monthly Weather Review. 1963. V. 91. No. 3. P. 99–165.
22. Walton A., Cheng A.Y.S. Large-eddy simulation of pollution dispersion in an urban street canyon. Part 2: idealised canyon simulation // Atmospheric Environment. 2002. V. 36. P. 3615–3627.

Статья поступила 22.10.2012 г.

Danilkin E.A., Nuterman R.B., Bart A.A., Degi D.V., Starchenko A.V. STUDY OF AIRFLOW AND POLLUTANT TRANSPORT IN AN URBAN STREET CANYON USING LARGE EDDY SIMULATION OF THE TURBULENT FLOW. In this paper, the large eddy simulation model is presented, as well as a modification of the algorithm for numerical solving the system of Navier–Stokes equations. The modification is oriented to the supercomputer technique. After approbation of the constructed model on test problems, the proposed mathematical model was applied to studying the airflow and pollutant transport in an urban street canyon.

Keywords: large eddy simulation, turbulence, urban street canyons, parallel computing

DANILKIN Evgeniy Alexandrovich (Tomsk State University)

E-mail: ugin@math.tsu.ru

NUTERNAN Roman Borisovich (Tomsk State University)

E-mail: nutrik@math.tsu.ru

BART Anrdey Andreevich (Tomsk State University)

E-mail: baza@math.tsu.ru

DEGI Dmitrii Vladimirovich (Tomsk State University)

E-mail: dimadegi@sibmail.com

STARCHENKO Alexander Vasil'evich (Tomsk State University)

E-mail: starch@math.tsu.ru