

А.Ф. Курбацкий, Л.И. Курбацкая*

Моделирование структуры атмосферного пограничного слоя над термически неоднородной поверхностью

*Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, Новосибирский госуниверситет,
* Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН, г. Новосибирск*

Поступила в редакцию 14.12.2004 г.

Представлены результаты моделирования структуры атмосферного пограничного слоя (АПС) над термически неоднородной поверхностью (ограниченный по протяженности остров тепла). Для вычисления турбулентных потоков импульса и тепла использованы полностью явные алгебраические модели, полученные с помощью символьной алгебры из уравнений переноса для потоков импульса и тепла в приближении слабобравновесной турбулентности. Для замыкания алгебраических выражений для потоков привлекается трехпараметрическая $E - \epsilon - \langle \theta^2 \rangle$ -модель термически стратифицированной турбулентности. Выполненный двухмерный вычислительный тест 24-часовой эволюции АПС показывает, что модель турбулентности третьего уровня замыкания способна воспроизвести наиболее важные структурные особенности АПС над подстилающей поверхностью с островом тепла, включая те из них, которые недоступны для $k - \epsilon$ -модели турбулентности. Полученные результаты согласуются с данными измерений и численными результатами других авторов.

Введение

Сложность решения задач о качестве воздуха в урбанизированных зонах заключена в разнообразии пространственно-временных масштабов, в пределах которых протекают явления. В частности, два наиболее важных масштаба включают в себя городскую масштаб размера порядка нескольких десятков километров (типичный масштаб города), где происходит первичная эмиссия загрязнений воздуха, и мезомасштаб порядка нескольких сотен километров, где формируются и рассеиваются вторичные загрязнения воздуха. Поэтому дисперсия загрязнений сильно зависит от структуры городского пограничного слоя и его взаимодействий с синоптическим течением и подстилающей поверхностью. Такая система обладает сильной нелинейностью, и вследствие этого обычно используются численные модели для исследования проблем загрязнения окружающей среды.

Для того чтобы вычислить средний и турбулентный перенос, химические трансформации загрязнений, необходимо знать, по возможности наиболее точно, основные метеорологические величины, такие как ветер, турбулентные потоки импульса, тепла и вещества, температуру, давление, влажность, которые могут быть или интерполированы из данных измерений, или вычислены с помощью моделей мезомасштабной циркуляции (см., например, [1]).

Эти модели должны быть способны, в идеале, разрешить два основных масштаба: городской и мезомасштаб. Поскольку горизонтальные размеры области порядка мезомасштаба (100 км), шаг раз-

ностной сетки, минимизированный по затратам вычислительного времени, вообще говоря, лежит в пределах между несколькими сотнями метров и несколькими километрами. Это означает, что нет возможности разрешить структуру урбанизированной поверхности города в деталях и эффекты урбанизированных поверхностей должны быть параметризованы.

Отметим здесь два наиболее важных эффекта урбанизированной поверхности на структуру течения воздуха над ней (см., например, [2]):

1. Сопротивление натекающему потоку воздуха, оказываемое зданиями (различия давления поперек элементов шероховатости).

2. Дифференциальное нагревание/охлаждение урбанизированных поверхностей, которое может генерировать так называемый эффект городского острова тепла.

Воздействие последнего эффекта на структуру АПС рассматривается в настоящей статье в упрощенном виде для плоской подстилающей поверхности с заданной шероховатостью. В качестве термического граничного условия задается температура поверхности, моделирующая в 24-часовом цикле эволюции АПС нагревание земной поверхности солнцем. Эффект городского острова тепла моделируется заданием контраста температуры на ограниченной части подстилающей поверхности (более подробно граничные условия изложены ниже, в п. 2.1). Такая упрощенная модель городского острова тепла представляет собой хороший тест для мезомасштабной модели турбулентного атмосферного течения над термически неоднородной поверхностью.

1. Мезомасштабная модель атмосферного течения над термически неоднородной поверхностью

Исследования по параметризации турбулентности (напряжений Рейнольдса) было начаты в 40-х гг. XX в. (А.Н. Колмогоров [5]). Модели для турбулентных напряжений впоследствии были верифицированы экспериментально (на базе данных измерений, включая сравнение с данными, полученными методом моделирования турбулентности с выделением крупных вихрей) и применялись в различных инженерных течениях. В геофизических приложениях модели турбулентности различной степени сложности замыкания были сформулированы в работах Меллора и Ямады [3, 4] и более успешно применялись для моделирования планетарного пограничного слоя, чем многие эмпирические модели.

В недавней работе [6] сформулирована модифицированная модель турбулентности 2,5-уровня замыкания, в которой устранены некоторые упрощения модели уровня 2,5 [3, 4] за счет использования наиболее полной модели Земана и Ламли [7] для корреляций с пульсациями давления динамического Π_{ij} и температурного $\Pi_{i\theta}$ турбулентных полей. В модели турбулентности уровня 2,5 из алгебраических выражений вычисляются все турбулентные потоки импульса (напряжения Рейнольдса) и тепла, включая и дисперсию турбулентных флуктуаций температуры $\langle \theta^2 \rangle$.

В [8, 9] были предложены несколько иные, но так же как и в [7], тензорно-инвариантные модели для корреляций Π_{ij} и $\Pi_{i\theta}$, которые использованы при формулировании трехпараметрической модели турбулентности в настоящей работе. Как и в [7], параметризации корреляций Π_{ij} и $\Pi_{i\theta}$ включают эффекты плавучести, а для «быстрых» членов используется тензорно-инвариантная IP-модель [9].

Модель «медленной» части корреляции имеет простой релаксационный вид: $\Pi_{ij}^{(1)} \sim b_{ij}/\tau$ (где $b_{ij} = \langle u_i u_j \rangle - (2E/3)\delta_{ij}$ — тензор анизотропии; $E = \langle u_i u_j \rangle / 2$ — кинетическая энергия турбулентности (КЭТ); $\tau = E/\varepsilon$ — динамический временной масштаб турбулентности; ε — диссипация КЭТ). При этом симметричная S_{ij} и асимметричная Ω_{ij} части среднего тензора скоростей деформации в «быстрой» части корреляции $\Pi_{ij}^{(2)}$ имеют одинаковые численные коэффициенты в [8, 9] и разные в модели [6].

В оригинальной модели уровня замыкания 2,5 Меллора и Ямады использованы более простые параметризации для корреляций с пульсациями давления динамического и температурного полей вида $\Pi_{ij}^{(1)} \sim b_{ij}/\tau$, $\Pi_{ij}^{(2)} \sim -ES_{ij}$, $\Pi_{ij}^{(3)} = 0$ (вклад плавучести); $\Pi_{i\theta}^{(1)} \sim h_i/\tau_\theta$ (где $h_i = \langle u_i \theta \rangle$ — вектор турбулентного потока тепла, τ_θ — временной масштаб турбулентного температурного поля), $\Pi_{i\theta}^{(2)} = \Pi_{i\theta}^{(3)} = 0$. Следовательно, в модели Меллора и Ямады учитывается один «быстрый» член ($\Pi_{ij}^{(2)}$) и пренебрегается эффектами плавучести (слагаемые

$\Pi_{i\theta}^{(2)}$, $\Pi_{i\theta}^{(3)}$). Таким образом, параметризации турбулентных потоков импульса и тепла в настоящей статье занимают промежуточное положение между «структурно-симметричными» параметризациями модифицированной модели [6] и параметризациями Меллора и Ямады.

Модифицированная модель 2,5-уровня замыкания подвергнута в [6] тестированию на стандартной задаче горизонтально-однородного планетарного пограничного слоя. Однако даже для этой простой задачи в условиях неустойчивой стратификации требуется аккуратное вычисление противогradientного потока тепла в инверсионном слое, для чего алгебраической параметризации для вычисления дисперсии температуры $\langle \theta^2 \rangle$ (используемой в моделях уровня 2,5) оказывается недостаточно и необходимо решать уравнение переноса для дисперсии температуры, чтобы адекватно учесть процессы адвекции, диффузии и деструкции для этой величины. Модель турбулентных потоков импульса и тепла для течений окружающей среды излагается с необходимыми подробностями в разд. 1.3.

1.1. Определяющие уравнения

Для моделирования течений в атмосферном пограничном слое необходимы уравнения для средних и турбулентных величин. Определяющие уравнения имеют вид:

для средней скорости U_i :

$$\frac{DU_i}{Dt} = -\frac{\partial}{\partial x_j} \tau_{ij} - g_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} - 2\varepsilon_{ijk} \Omega_j U_k, \quad (1a)$$

для средней потенциальной температуры Θ :

$$\frac{D\Theta}{Dt} = -\frac{\partial}{\partial x_j} h_j, \quad (1b)$$

где

$$\frac{D}{Dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + U_j \frac{\partial}{\partial x_j}; \quad \tau_{ij} \equiv \langle u_i u_j \rangle; \quad h_i \equiv \langle u_i \theta \rangle. \quad (1в)$$

Здесь u_i — компонента турбулентной флуктуации скорости; $g_i = (0, 0, g)$ — вектор ускорения силы тяжести; P — среднее давление; ρ — средняя плотность; Ω_j — вектор угловой скорости вращения Земли; τ_{ij} — напряжения Рейнольдса и h_j — вектор турбулентного потока тепла.

Для течений в планетарном пограничном слое могут быть сделаны некоторые аппроксимации в определяющих уравнениях. В уравнении (1a) член вращения может быть аппроксимирован выражением

$$-2\varepsilon_{ijk} \Omega_j U_k = f_c \varepsilon_{ij3} U_j, \quad (1г)$$

где оси x , y и z направлены на восток, север и в вертикальном направлении соответственно; $f_c = 2\Omega \sin \phi$ — параметр Кориолиса с угловой скоростью вращения Земли Ω и широтой ϕ . Эффекты плавучести учитываются в приближении Буссинеска и для двухмерного в среднем течения система уравнений (1a)–(1b) записывается в виде

$$U_x + W_z = 0, \quad (1д)$$

$$U_t + UU_x + WW_z = -\frac{1}{\rho} P_x - \langle wu \rangle_z + fV; \quad (1е)$$

$$V_t + UV_x + WV_z = -\langle wv \rangle_z - fU; \quad (1ж)$$

$$W_t + UW_x + WW_z = -\frac{1}{\rho_0} P_z - \langle ww \rangle_z + \beta \Theta g; \quad (1з)$$

$$\Theta_t + U\Theta_x + W\Theta_z = -\langle u\theta \rangle_x - \langle w\theta \rangle_z. \quad (1и)$$

Зависимые переменные в (1а)–(1и) – это осредненные по Рейнольдсу (т.е. по времени) скорости U , V и W в направлении осей x , y , и z соответственно; Θ – среднее отклонение потенциальной температуры от стандартного значения T_0 ; β – коэффициент объемного расширения воздуха ($3,53 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$); ρ_0 – средняя плотность воздуха, строчными буквами обозначены турбулентные флуктуации величин. Турбулентные напряжения Рейнольдса τ_{ij} и вектор турбулентного потока тепла h_j в системе уравнений (1д)–(1и) требуют моделирования. Полностью явные алгебраические модели для напряжений Рейнольдса и турбулентного потока тепла формулируются в следующих двух разделах.

1.2. Уравнения турбулентности

1) Уравнения для напряжений Рейнольдса, τ_{ij} :

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} \tau_{ij} + D_{ij} = & - \left(\tau_{ik} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \tau_{jk} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} \right) + \\ & + \beta_i h_j + \beta_j h_i - \Pi_{ij} - \varepsilon_{ij}, \end{aligned} \quad (2а)$$

где

$$\Pi_{ij} \equiv \langle u_i \frac{\partial p}{\partial x_j} \rangle + \langle u_j \frac{\partial p}{\partial x_i} \rangle - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial}{\partial x_k} \langle pu_k \rangle; \quad (2б)$$

$$\varepsilon_{ij} \equiv 2\nu \langle \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} \rangle = \frac{2}{3} \delta_{ij} \varepsilon; \quad \beta_i \equiv \beta g_i; \quad (2в)$$

$$D_{ij} \equiv \frac{\partial}{\partial x_k} \left(\langle u_i u_j u_k \rangle + \frac{2}{3} \delta_{ij} \langle pu_k \rangle \right). \quad (2г)$$

Здесь Π_{ij} – тензор корреляции давление–скорость; p – турбулентная флуктуация давления; ν – коэффициент молекулярной вязкости; D_{ij} – член диффузии.

2) Уравнение баланса кинетической энергии турбулентности (КЭТ) E :

$$\frac{DE}{Dt} + \frac{1}{2} D_{ii} = -\tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \beta_i h_i - \varepsilon. \quad (2д)$$

3) Уравнение переноса турбулентного потока тепла h_i :

$$\frac{D}{Dt} h_i + D_i^h = -h_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \tau_{ij} \frac{\partial \Theta}{\partial x_j} + \beta_i \langle \theta^2 \rangle - \Pi_i^{\Theta}, \quad (3а)$$

где

$$\Pi_i^{\Theta} \equiv \langle \theta \frac{\partial p}{\partial x_i} \rangle; \quad D_i^h = \frac{\partial}{\partial x_j} \langle u_i u_j \theta \rangle; \quad (3б)$$

Π_i^{Θ} – корреляция давление–температура; D_i^h – диффузия потока тепла h_i .

4) Уравнение переноса дисперсии температуры $\langle \theta^2 \rangle$:

$$\frac{D}{Dt} \langle \theta^2 \rangle + D_{\theta} = -2h_i \frac{\partial \Theta}{\partial x_i} - 2\varepsilon_{\theta}, \quad (4а)$$

где

$$\varepsilon_{\theta} \equiv \chi \left\langle \left(\frac{\partial \theta}{\partial x_j} \right)^2 \right\rangle; \quad D_{\theta} = \frac{\partial}{\partial x_i} \langle u_i \theta^2 \rangle; \quad (4б)$$

χ – молекулярная теплопроводность; D_{θ} – диффузия дисперсии температуры; ε_{θ} – скорость диссипации дисперсии температуры.

5) Уравнение спектрального расходования КЭТ (скорости ее диссипации) ε :

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} + D_{\varepsilon} = -\frac{\varepsilon}{\tau} \Psi, \quad (5а)$$

где

$$\begin{aligned} \Psi = \psi_0 + \psi_1 \frac{b_{ij}}{\varepsilon} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \psi_2 \frac{\beta_i}{\varepsilon} \langle \theta u_i \rangle + \\ + \psi_3 \beta_j \frac{2E}{\varepsilon} \langle \theta u_i \rangle \frac{\partial U_i}{\partial x_j}; \end{aligned} \quad (5б)$$

$$D_{\varepsilon} = \frac{\partial}{\partial x_j} \langle \varepsilon u_j \rangle; \quad (5в)$$

ψ_0 , ψ_1 и ψ_2 – численные коэффициенты (определены в разд. 1.3).

В настоящем исследовании членами, содержащими молекулярную вязкость ν и молекулярную теплопроводность χ , пренебрегается, за исключением выражений для ε_{ij} и ε_{θ} . Кроме того, в уравнениях для вторых моментов пренебрежено вращением. Моделирование моментов третьего порядка не входит в наши задачи. Как уже было отмечено, основная цель настоящего исследования сосредоточена на получении параметризаций турбулентных потоков импульса и тепла в приближении слаборавновесной турбулентности [10], при использовании которого моделирование моментов третьего порядка не является необходимым.

1.3. Модель турбулентности третьего уровня замыкания

1.3.1. Модель для корреляции с пульсациями давления

Корреляции с пульсациями давления Π_{ij} и Π_i^{Θ} в уравнениях (2а) и (3а) содержат три различных

вклада, обусловленных: 1) самовзаимодействиями поля турбулентности (стремление к изотропии или «медленная» часть корреляции), 2) взаимодействиями между средним сдвигом скорости и турбулентностью («быстрая» часть корреляции) и 3) взаимодействиями между плавучестью и турбулентностью (также «быстрая» часть):

$$\begin{aligned}\Pi_{ij} &= \Pi_{ij}^{(1)} + \Pi_{ij}^{(2)} + \Pi_{ij}^{(3)}, \\ \Pi_i^\theta &= \Pi_i^{\theta(1)} + \Pi_i^{\theta(2)} + \Pi_i^{\theta(3)},\end{aligned}\quad (6a)$$

где

$$\begin{aligned}\Pi_{ij}^{(1)} &= c_1 \tau^{-1} b_{ij}, \\ \Pi_{ij}^{(2)} &= -\frac{4}{3} c_2 E S_{ij} - c_2 (Z_{ij} + \Sigma_{ij}), \quad \Pi_{ij}^{(3)} = c_3 B_{ij}, \\ \Pi_i^{\theta(1)} &= c_{1\theta} \tau^{-1} h_i, \quad \Pi_i^{\theta(2)} = -c_{2\theta} h_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j}, \\ \Pi_i^{\theta(3)} &= c_{3\theta} \beta_i < \theta^2 >;\end{aligned}\quad (6b)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right); \quad R_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right); \quad (6b)$$

$$\Sigma_{ij} = b_{ik} S_{kj} + S_{ik} b_{kj} - \frac{2}{3} \delta_{ij} b_{km} S_{mk};$$

$$Z_{ij} = R_{ik} b_{kj} - b_{ik} R_{kj};$$

$$B_{ij} = b_i h_j + b_j h_i - \frac{2}{3} \delta_{ij} b_k h_k, \quad (6g)$$

S_{ij} и R_{ij} – тензоры среднего сдвига и средней завихренности соответственно. Как уже упоминалось выше, для «быстрой» части корреляции $\Pi_{ij}^{(2)}$ используется тензорно-инвариантная IP-модель, развитая Лаундером [8, 9].

1.3.2. Алгебраические модели напряжений Рейнольдса и вектора потока тепла

Комбинация уравнений (2а) и (2д) позволяет записать уравнение для тензора анизотропии b_{ij} :

$$\frac{D}{Dt} b_{ij} + D_{ij} = -\frac{4}{3} E S_{ij} - \Sigma_{ij} - Z_{ij} + B_{ij} - \Pi_{ij}. \quad (7a)$$

Уравнение (7а) может быть упрощено в приближении слаборавновесной турбулентности, которое устанавливает, что турбулентность находится в равновесии с наложенными средними параметрами. Равновесное состояние турбулентности может быть получено, если положить равной нулю субстанциональную производную от тензора анизотропии. Далее, в приближении слаборавновесной турбулентности полагается, что турбулентный перенос тензора анизотропии D_{ij} пренебрежимо мал и после подстановки в правую часть (7а) выражения (6б) для

корреляции давление–скорость Π_{ij} получается алгебраическое уравнение для тензора b_{ij} :

$$b_{ij} = -\alpha_1 E \tau S_{ij} - \alpha_2 \tau (\Sigma_{ij} + Z_{ij}) + \alpha_3 \tau B_{ij}, \quad (8a)$$

где

$$\alpha_1 = \frac{4}{3} \frac{1-c_2}{c_1}, \quad \alpha_2 = \frac{1-c_2}{c_1}, \quad \alpha_3 = \frac{1-c_3}{c_1}. \quad (8b)$$

Константы модели c_1 , c_2 и c_3 определены в разд. 1.4.

Применяя приближение слаборавновесной турбулентности к прогностическому уравнению (3а) вместе с выражением (6б) для корреляции Π_i^θ , получим алгебраическое уравнение для вектора потока тепла h_i (модель третьего уровня замыкания по Меллору и Ямаде):

$$A_{ij} h_j = -\tau \left(b_{ij} + \frac{2}{3} E \delta_{ij} \right) \frac{\partial \Theta}{\partial x_j} + \tau \alpha_4 \beta g \delta_{i3} < \theta^2 >, \quad (9a)$$

где

$$A_{ij} = \alpha_5 \delta_{ij} + \tau \alpha_4 \frac{\partial U_i}{\partial x_j}; \quad (9b)$$

$$\alpha_4 = (1 - c_{2\theta}), \quad \alpha_5 = \frac{c_{1\theta}}{\sqrt{2R}} \quad (9b)$$

(R определено ниже, в (12б)).

Заметим, что для термически стратифицированной турбулентности 3-го уровня замыкания дисперсия флуктуаций температуры $< \theta^2 >$ не параметризуется, а находится из прогностического дифференциального уравнения переноса (4а). Таким образом, алгебраические выражения для турбулентных потоков импульса и тепла приобретают замкнутый вид при использовании трехпараметрической $E - \varepsilon - < \theta^2 >$ -модели турбулентности.

Из алгебраических уравнений (8а) и (9а) для турбулентных потоков $< u_i u_j >$ и $< u_i \theta >$ записывается, в приближении пограничного слоя, неявная система уравнений для турбулентных потоков импульса и тепла:

$$\begin{aligned}< u^2 > = \frac{2}{3} E - \frac{\tau}{3} \left(4\alpha_2 \frac{\partial U}{\partial z} < uw > - \right. \\ & \left. - 2\alpha_2 \frac{\partial V}{\partial z} < vw > + 2\alpha_3 \beta g < w\theta > \right); \quad (10a)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}< v^2 > = \frac{2}{3} E - \frac{\tau}{3} \left(4\alpha_2 \frac{\partial V}{\partial z} < vw > - \right. \\ & \left. - 2\alpha_2 \frac{\partial U}{\partial z} < uw > + 2\alpha_3 \beta g < w\theta > \right); \quad (10b)\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}< w^2 > = \frac{2}{3} E + \frac{\tau}{3} \left(2\alpha_2 \frac{\partial U}{\partial z} < uw > + \right. \\ & \left. + 2\alpha_2 \frac{\partial V}{\partial z} < vw > + 4\alpha_3 \beta g < w\theta > \right); \quad (10b)\end{aligned}$$

$$\langle u\omega \rangle = -\frac{\tau}{2} \frac{\partial U}{\partial z} 2\alpha_2 \langle \omega^2 \rangle + \alpha_3 \tau \beta g \langle u\theta \rangle; \quad (10г)$$

$$\langle v\omega \rangle = -\frac{\tau}{2} \frac{\partial V}{\partial z} 2\alpha_2 \langle \omega^2 \rangle + \alpha_3 \tau \beta g \langle v\theta \rangle; \quad (10д)$$

$$\langle uv \rangle = -\tau \alpha_2 \left(\frac{\partial V}{\partial z} \langle u\omega \rangle + \frac{\partial U}{\partial z} \langle v\omega \rangle \right); \quad (10е)$$

$$\langle u\theta \rangle = -\frac{\tau}{\alpha_5} \left(\frac{\partial \Theta}{\partial z} \langle u\omega \rangle + \alpha_4 \frac{\partial U}{\partial z} \langle \omega\theta \rangle \right); \quad (10ж)$$

$$\langle v\theta \rangle = -\frac{\tau}{\alpha_5} \left(\frac{\partial \Theta}{\partial z} \langle v\omega \rangle + \alpha_4 \frac{\partial V}{\partial z} \langle \omega\theta \rangle \right); \quad (10з)$$

$$\langle \omega\theta \rangle = -\frac{\tau}{\alpha_5} \left(\frac{\partial \Theta}{\partial z} \langle \omega^2 \rangle - \alpha_4 \beta g \langle \theta^2 \rangle \right). \quad (10и)$$

Уравнения (10а)–(10и) были решены с использованием символической алгебры. Ниже приводятся выражения для тех турбулентных потоков импульса и тепла, которые использованы в численном тесте при решении системы уравнений (1д) – (1и):

$$\langle u\omega \rangle, \langle v\omega \rangle = -K_M \left(\frac{\partial U}{\partial z}, \frac{\partial V}{\partial z} \right); \quad (11а)$$

$$\langle \omega\theta \rangle = -K_H \frac{\partial \Theta}{\partial z} + \gamma_c; \quad (11б)$$

$$K_M = E\tau S_M, \quad K_H = E\tau S_H; \quad (11в)$$

$$S_M = \frac{1}{D} \left\{ s_0 [1 + s_1 G_H (s_2 - s_3 G_H)] + s_4 s_5 (1 + s_6 G_H) \tau \beta g \frac{\langle \theta^2 \rangle}{E} \right\}, \quad (11г)$$

$$S_H = \frac{1}{D} \left\{ \frac{2}{3} \frac{1}{\alpha_5} (1 + s_6 G_H) \right\}, \quad (11д)$$

где

$$\gamma_c = \frac{1}{D} \left\{ 1 + \frac{2}{3} \alpha_2^2 G_M + s_6 G_H \right\} \alpha_6 (\tau \beta g) \langle \theta^2 \rangle \quad (11е)$$

– противогradientный член, который в моделях 2-го и 2,5 уровней замыкания [3, 4, 6] отсутствует. Величины G_H и G_M определяются как

$$G_H \equiv (\tau N)^2, \quad G_M \equiv (\tau S)^2; \quad (11ж)$$

$$N^2 = \beta g \frac{\partial \Theta}{\partial z}, \quad S^2 \equiv \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z} \right)^2; \quad (11з)$$

$$D = 1 + d_1 G_M + d_2 G_H + d_3 G_M G_H + d_4 G_H^2 + [d_5 G_H^2 - d_6 G_M G_H] G_H; \quad (11и)$$

$$d_1 = \frac{2}{3} \alpha_2^2, \quad s_0 = \frac{2}{3} \alpha_2,$$

$$d_2 = \frac{10}{3} \frac{\alpha_3}{\alpha_5}, \quad s_1 = \frac{1}{\alpha_2} \left(\frac{\alpha_3}{\alpha_5} \right),$$

$$d_3 = \frac{2}{3} \alpha_2 \frac{\alpha_3}{\alpha_5} (\alpha_2 - \alpha_6); \quad s_2 = \alpha_2 - \alpha_6,$$

$$d_4 = \frac{11}{3} \left(\frac{\alpha_3}{\alpha_5} \right)^2, \quad s_3 = \alpha_6 \left(\frac{\alpha_3}{\alpha_5} \right),$$

$$d_5 = \frac{4}{3} \left(\frac{\alpha_3}{\alpha_5} \right)^3, \quad s_4 = \alpha_3 \alpha_6,$$

$$d_6 = \frac{2}{3} \alpha_2 \alpha_6 \left(\frac{\alpha_3}{\alpha_5} \right)^2, \quad s_5 = \alpha_6 + \frac{4}{3} \alpha_2,$$

$$s_6 = \frac{\alpha_3}{\alpha_5}; \quad \alpha_6 = \frac{1 - C_{2\theta}}{C_{1\theta}}. \quad (11к)$$

Дисперсия вертикальной турбулентной скорости и горизонтальные потоки тепла определяются выражениями:

$$\langle \omega^2 \rangle = \frac{1}{D} \left\{ \frac{2}{3} E (1 + s_6 G_H) + \frac{4}{3} \alpha_3 \alpha_6 (\tau \beta g)^2 \times \times \langle \theta^2 \rangle \left(1 - \frac{1}{2} \alpha_2 \alpha_6 G_M + s_6 G_H \right) \right\}; \quad (11л)$$

$$\langle u\theta \rangle = \frac{1}{D} \left\{ \frac{2}{3} E \tau \frac{1}{\alpha_5} [\alpha_2 + (\alpha_2 + \alpha_6) s_6 G_H + \alpha_6] \tau \frac{\partial U}{\partial z} \right\} \frac{\partial \Theta}{\partial z} - \frac{1}{D} \tau \frac{\partial U}{\partial z} \alpha_6 (\tau \beta g) \langle \theta^2 \rangle \{ \alpha_6 (1 + \frac{2}{3} \alpha_2^2 G_M) + (\alpha_6 - \frac{4}{3} \alpha_2) s_6 G_H + \frac{2}{3} s_6 \alpha_2^2 \alpha_3 G_M G_H - \frac{4}{3} s_6^2 \alpha_2 G_H^2 \}; \quad (11м)$$

$$\langle v\theta \rangle = \frac{1}{D} \left\{ \frac{2}{3} E \tau \frac{1}{\alpha_5} [\alpha_2 + (\alpha_2 + \alpha_6) s_6 G_H + \alpha_6] \tau \frac{\partial V}{\partial z} \right\} \frac{\partial \Theta}{\partial z} - \frac{1}{D} \tau \frac{\partial V}{\partial z} \alpha_6 (\tau \beta g) \langle \theta^2 \rangle \{ \alpha_6 (1 + \frac{2}{3} \alpha_2^2 G_M) + (\alpha_6 - \frac{4}{3} \alpha_2) s_6 G_H + \frac{2}{3} s_6 \alpha_2^2 \alpha_3 G_M G_H - \frac{4}{3} s_6^2 \alpha_2 G_H^2 \}. \quad (11н)$$

1.3.3. Трехпараметрическая модель стратифицированной турбулентности

Для получения замкнутых выражений для турбулентных потоков импульса и тепла (11а) – (11н) требуется определить три параметра турбулентности: E , ε и $\langle \theta^2 \rangle$.

В отличие от традиционного подхода моделирования планетарного пограничного слоя, когда

для скорости диссипации КЭТ используется параметризация вида $\varepsilon \sim E^{3/2}/\Lambda$ (где Λ – линейный размер энергонесущих турбулентных вихрей), предпочтительным представляется использовать иной, более универсальный и распространенный подход, при котором величина ε находится из решения дифференциального уравнения переноса (5а). Здесь это уравнение используется в том же самом виде, как и в работе [15], с теми же самыми численными коэффициентами, значения которых откалиброваны в работах различных авторов (см., например, [11–14]):

$$\sigma_E = 1,2, \quad \sigma_\varepsilon = 1,2, \quad \sigma_\theta = 0,6, \quad \psi_0 = 3,8,$$

$$\psi_1 = \psi_2 = 2,4, \quad \psi_3 = 0,3$$

(см. ниже (12в)–(12д)).

В модели турбулентности третьего уровня замыкания все три параметра турбулентности находятся из замкнутых дифференциальных уравнений переноса.

Дифференциальное уравнение переноса для деструкции пульсаций температурного поля более трудно для калировки, чем уравнение для диссипации КЭТ. Вместо этого уравнения используется простая параметризация релаксационного вида

$$\varepsilon_\theta = \langle \theta^2 \rangle / \tau_\theta, \quad (12а)$$

где временной масштаб температурного поля τ_θ вычисляется через параметр отношения временных масштабов температурного и динамического полей:

$$R = \frac{\tau_\theta}{\tau} = \frac{\langle \theta^2 \rangle \varepsilon}{2\varepsilon_\theta \tau}. \quad (12б)$$

Допущение о постоянстве этого параметра дает приемлемые по точности результаты как в инженерных [16], так и в геофизических течениях [14] при $R \approx 0,6$.

Для членов диффузии D_{ii} , D_θ и D_ε принимаются простые аппроксимации градиентной диффузии:

$$\frac{1}{2} D_{ii} = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{c_\mu}{\sigma_E} \frac{E^2}{\varepsilon} \frac{\partial E}{\partial x_i} \right), \quad (12в)$$

$$D_\varepsilon = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{c_\mu}{\sigma_\varepsilon} \frac{E^2}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} \right), \quad (12г)$$

$$D_\theta = -\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{c_\mu}{\sigma_\theta} \frac{E^2}{\varepsilon} \frac{\partial \langle \theta^2 \rangle}{\partial x_i} \right). \quad (12д)$$

Замкнутые уравнения (2д), (4а) и (5а) образуют трехпараметрическую модель термически стратифицированной турбулентности.

1.4. Константы алгебраических моделей для турбулентных потоков

Поскольку для корреляций с пульсациями давления динамического поля турбулентности использованы «стандартные» модели [8, 9], успешно применявшиеся при решении различных задач, значения численных коэффициентов в модельных выражениях для этих корреляций к настоящему времени достаточно хорошо апробированы. Они приведены в [9] графической зависимостью вида

$$(1 - c_2)/c_1 = 0,23. \quad (12е)$$

Для «релаксационного» коэффициента в модели «медленной» части $\Pi_{ij}^{(1)}$ корреляции давление – скорость (6б) принято значение $c_1 = 2$ (из обычно используемого интервала значений от 1,5 до 2,0). Для $c_1 = 2,0$ численное значение коэффициента c_2 , найденное из (12е), равно 0,54.

При выборе значения коэффициента c_3 в членах плавучести ($c_3 B_{ij}$ в (6б)) можно использовать решение простых задач с учетом эффектов плавучести [17, 18] ($c_3 = 0,776$). Здесь для этого коэффициента принято значение 0,8, которое соответствует значению, найденному в [6] методом ренорм-группы. Численные значения коэффициентов в корреляции давление – температура Π_i^θ в (6б) равны: $c_{1\theta} = 3,28$ и $c_{2\theta} = c_{3\theta} = 0,5$; они откалиброваны при моделировании различных турбулентных стратифицированных течений, как однородных, так и неоднородных [11, 14]. Заметим, что вычисленное в [6] с привлечением метода ренорм-группы численное значение коэффициента c_1 оказалось равным 2,5.

Следует вместе с тем иметь в виду, что, например, для широко распространенной $k - \varepsilon$ -модели турбулентности этот метод дает значения постоянных в ε -уравнении, которые заметно отличаются от значений, откалиброванных на базе данных измерений и обычно используемых в вычислениях.

2. Численный тест

В практике моделирования течений окружающей среды распространено использование простой однопараметрической К-теории с изотропным коэффициентом турбулентной вязкости (см., например, [1]), или $k - \varepsilon$ -модели (см., например, [19]), широко используемой в настоящее время, в основном, из-за разработанной на основе $k - \varepsilon$ -технологии коммерческих вычислительных пакетов.

Отметим, что приведенные выше модели рейнольдсовых напряжений и вектора турбулентного потока скаляра дают дополнительные возможности для исследования воздействия неоднородностей подстилающей поверхности (термических и механических) на структуру стратифицированного атмосферного течения по сравнению с одной и двухпараметрической техникой моделирования

турбулентности. В частности, может быть исследовано влияние продольной турбулентной диффузии тепла на основные характеристики течения в планетарном пограничном слое, такие, как например, высота слоя.

Для сформулированной мезомасштабной модели турбулентности был выполнен простой двухмерный численный тест: проведено моделирование атмосферного течения над подстилающей поверхностью с заданной шероховатостью и расположенным на ней локализованным тепловым пятном (моделью городского острова тепла).

2.1. Вычислительная процедура. Начальные и граничные условия

Горизонтальная протяженность области интегрирования равна 100 км с разрешением 1 км. Вертикальное разрешение равно 10 м в пределах первых 50 м от подстилающей поверхности, с последующим растяжением сетки в вертикальном направлении вплоть до высоты 1000 м. Выше, до высоты 5000 м, шаг сетки оставался неизменным. Топография поверхности плоская, с городским островом тепла в виде теплового пятна (10 интервалов в горизонтальном направлении), окруженном сельской местностью.

Метеорологические начальные условия определялись заданием геострофического ветра (скорости 3 и 5 м/с) в направлении с запада на восток и атмосферной термической стратификации, равной 3,5 К/км для потенциальной температуры. Турбулентные потоки импульса и тепла на подстилающей поверхности вычислялись с использованием теории подобия Монина–Обухова для приземного слоя [20]. Температура поверхности Земли задавалась в виде

$$\Theta(x, 0, t) = 6 \sin(\pi t / 43200), \quad (13)$$

где t — текущее время, с.

Это единственное нестационарное граничное условие задачи, которое моделирует 24-часовой цикл нагревания солнцем земной поверхности. Остров тепла задавался в виде контраста температуры по отношению к температуре поверхности по тому же закону (13), но с амплитудой, увеличенной на 2°. На поперечных границах для всех искомым функций нормальные производные полагались равными нулю. Такому же граничному условию удовлетворяли искомые функции и на вертикальной границе.

Определяющие уравнения модели [(1е), (1ж), (1и), (2д), (4а) и (5а)] решены методом переменных направлений в сочетании с методом прогонки на смещенной разностной сетке. Адвективные члены уравнений аппроксимированы второй схемой с разностями против потока [21]. Распределение давления можно вычислить одновременно с вычислением поля скорости из диагностического уравнения. Однако в настоящем исследовании, при применении мезомасштабной модели к течению в АПС, можно предполагать, что вертикальная компонента

скорости ветра много меньше, чем горизонтальная компонента. Таким образом, предполагается справедливым гидростатическое приближение для вычисления распределения давления. Вертикальная скорость ветра вычисляется квадратурой из уравнения неразрывности (1а), а распределение давления находится в конце каждого цикла вычисления путем интегрирования уравнения (1з) для вертикальной скорости. Не зависящее от вычислительной сетки решение получено для сетки 120×50 . Шаг по времени равен 1,25 с реального времени.

2.2. Результаты численного моделирования

2.2.1. Тест для стандартного АПС

В отсутствие острова тепла сформулированная мезомасштабная модель описывает 24-часовой цикл эволюции АПС с заданным распределением температуры (13). Вычисленные распределения основных характеристик согласуются с данными наблюдений и другими вычислениями. В качестве примера на рис. 1 приведено распределение вертикального потока тепла. Кривые 1–6 показывают вычисленные профили с 9:00 до 14:00. Вычисленные профили подобны профилям вертикального потока тепла, полученным по другим численным моделям [23].

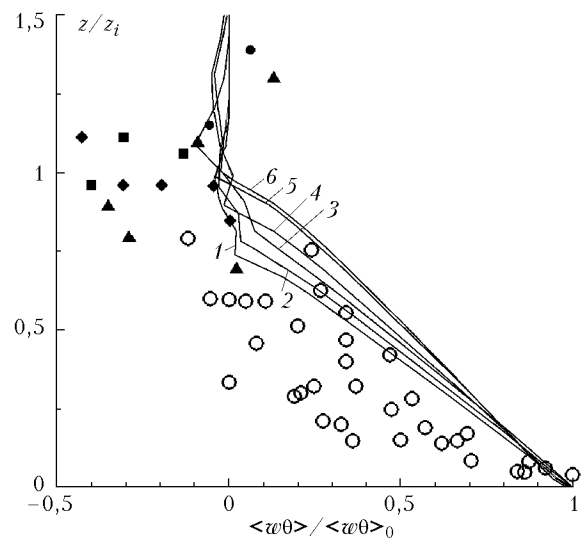


Рис. 1. Профили вертикального турбулентного потока тепла $\langle w\theta \rangle$, нормированного на величину поверхностного потока тепла $\langle w\theta \rangle_0$. Линии — вычисления, символы — данные измерений: в Ашчерче (темные символы) и в Миннесоте (светлые символы) [22, рис. 4.12]

Вертикальные профили потока тепла на рис. 1 отчетливо фиксируют влияние процессов вовлечения. Видно, что обширная зона между высотами 0,6 и $1,0z_i$ находится под влиянием процессов вовлечения, а алгебраические параметризации турбулентных потоков модели 3-го уровня замыкания воспроизводят смену знака у потока тепла в области

инверсии как ответную реакцию на охлаждение вследствие процесса вовлечения.

2.2.2. Мезомасштабное течение над островом тепла

В этом разделе приведены численные результаты для распределений среднего ветра, температуры и их сравнение с данными вычислений [1], в которых выполнена параметризация эффектов урбанизированной поверхности. Кроме того, поскольку настоящая модель турбулентных потоков 3-го уровня замыкания позволяет проследить влияние продольной турбулентной диффузии тепла (первое слагаемое в правой части уравнения (1и)) на характеристики пограничного слоя, обсуждаются и эти результаты проведенного численного теста.

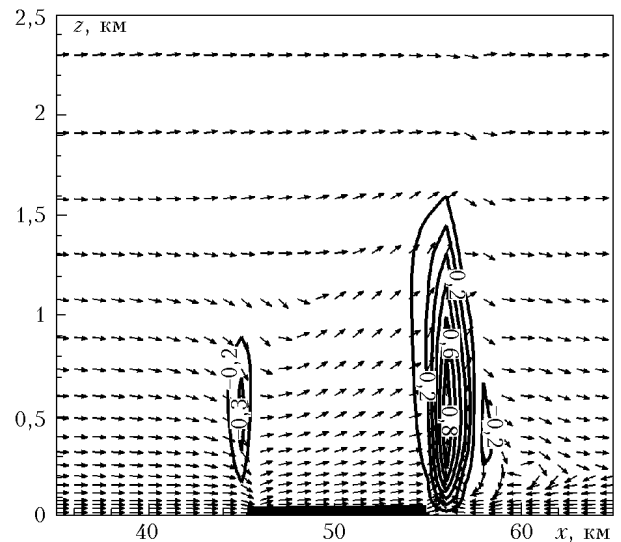
На рис. 2 показаны векторное поле среднего горизонтального ветра и изотахи вертикальной компоненты среднего ветра на 12:00 ч полуденного времени суточного цикла моделирования для скорости геострофического ветра, равной 3 и 5 м/с соответственно. Изотахи отчетливо фиксируют восходящие токи на границах острова тепла, где имеется резкий контраст температуры между островом тепла и его окружением.

На рис. 3,а,б приведены вертикальные разрезы отклонения потенциальной температуры (а) и поля среднего ветра (б), вычисленные в [1] на 12:00 полуденного времени в суточном цикле моделирования. В этих расчетах использованы однопараметрическая модель турбулентности (все турбулентные потоки импульса и тепла находятся по градиентной модели Буссинеска с коэффициентом турбулентной вязкости) и параметризация основных факторов гетерогенной урбанизированной поверхности (лобового сопротивления зданий, радиационных процессов в городских каньонах). На рис. 3,в,г показаны те же разрезы над моделируемым островом тепла, полученные с помощью мезомасштабной модели настоящей работы без учета морфологии урбанизированной поверхности. В обоих случаях были использованы один и тот же тест для двухмерной области (см. выше пункт 2.1) и одинаковые начальное распределение потенциальной температуры и значения геострофического ветра.

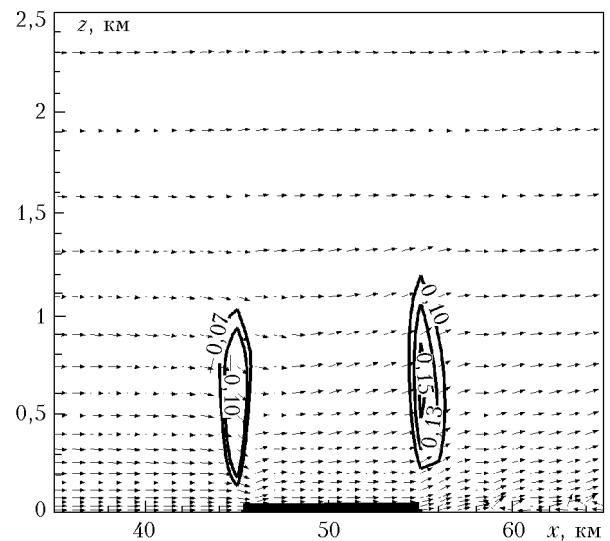
Сравнение результатов обоих тестов не может быть проведено количественно из-за различной параметризации эффекта городского острова тепла и эффектов городской шероховатости, существенно изменяющих структуру течения непосредственно в слое препятствий, части городского атмосферного пограничного слоя, примыкающей к земной поверхности. Однако крупномасштабная циркуляция воздуха в пределах области интегрирования может быть качественно сопоставлена в обоих численных тестах.

Следует также отметить, что верификация тех или иных параметризаций процессов турбулентного обмена в пределах урбанизированных поверхностей всегда сопряжена с большими труд-

ностями или из-за отсутствия данных полевых измерений, или по причине гетерогенности урбанизированных поверхностей, которая всегда очень высока. Отмечается схожесть вертикальных разрезов поля потенциальной температуры.



а



б

Рис. 2. Векторное поле и изотахи среднего горизонтального ветра на 12:00 в суточном цикле моделирования: а — для скорости геострофического ветра $U_G = 3$ м/с; б — для скорости геострофического ветра $U_G = 5$ м/с

На рис. 3,а,в штрихпунктирная и штриховая линии фиксируют высоту пограничного слоя, определяемую самым нижним уровнем модели, на котором значение КЭТ меньше, чем $0,01 \text{ м}^2/\text{с}^2$. Видно, что над городом существует колонна нагретого, неустойчивого воздуха, которая смещена адвекцией в направлении ветра.

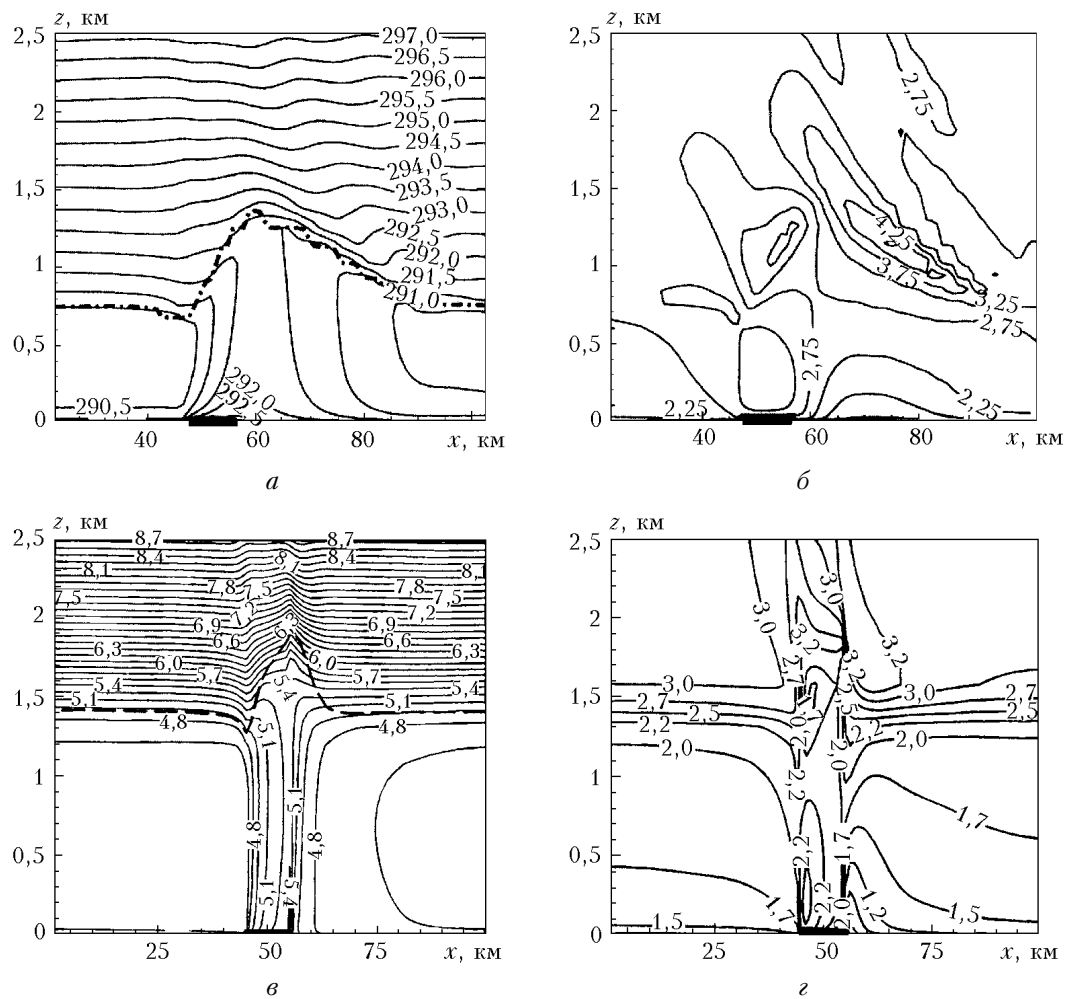


Рис. 3. Вертикальные разрезы полей потенциальной температуры (а) и среднего горизонтального ветра (б) на 12:00 полуденного времени; а, б – результаты вычислений в [1]; в, г – результаты вычисления настоящей работы ($U_G = 3$ м/с)

Влияние урбанизированной поверхности на высоту пограничного слоя более заметно для моделирования с параметризацией морфологии урбанизированной поверхности из-за воздействия городской шероховатости.

Скорость ветра (рис. 3,б,г) возрастает над городом и тепловым пятном, так как горизонтальный градиент температуры между воздухом выше города (теплового пятна) и воздухом над окружающей местностью генерирует термическую циркуляцию, о которой можно судить по изотакнам вертикальной скорости на рис. 2. Кроме того, градиент давления, вызываемый более высокими температурами над городом (тепловым пятном), имеет здесь знак, одинаковый с адвекцией. Вместе с эффектами трения вблизи поверхности все это ведет к более низким значениям ветра вблизи урбанизированной поверхности и более высоким значениям над ней. Минимум в скорости ветра вниз по потоку за городом (тепловым пятном) возникает вследствие того, что градиент давления и адвекция синоптического ветра имеют обратные знаки в этой области. Присутствие такой «шляпы» теплого воздуха выше городского

острова тепла наблюдалось, в частности, в лабораторных измерениях [24] и зафиксировано в численных исследованиях [14, 15].

На рис. 4 показаны вычисленные вертикальные разрезы отклонения потенциальной температуры и среднего горизонтального ветра для моделирования при скорости геострофического ветра $U_G = 5$ м/с. Сравнение рис. 3,в и рис. 4,а указывает на уменьшение высоты пограничного слоя с ростом скорости ветра. Такой же результат получен и в тесте [1].

Результаты вычислений, представленные на рис. 5, позволяют оценить влияние на характеристики пограничного слоя продольной турбулентной диффузии тепла, определяемой первым членом в правой части уравнения (1и). Из рис. 5 видно, что высота пограничного слоя (отмечена штриховой линией) в присутствии диффузии больше, чем в ее отсутствие. Продольная диффузия транспортирует тепло в колонну нагретого воздуха над городом (тепловым пятном), что увеличивает генерацию КЭТ за счет флуктуирующей силы плавучести и способствует увеличению высоты планетарного пограничного слоя.

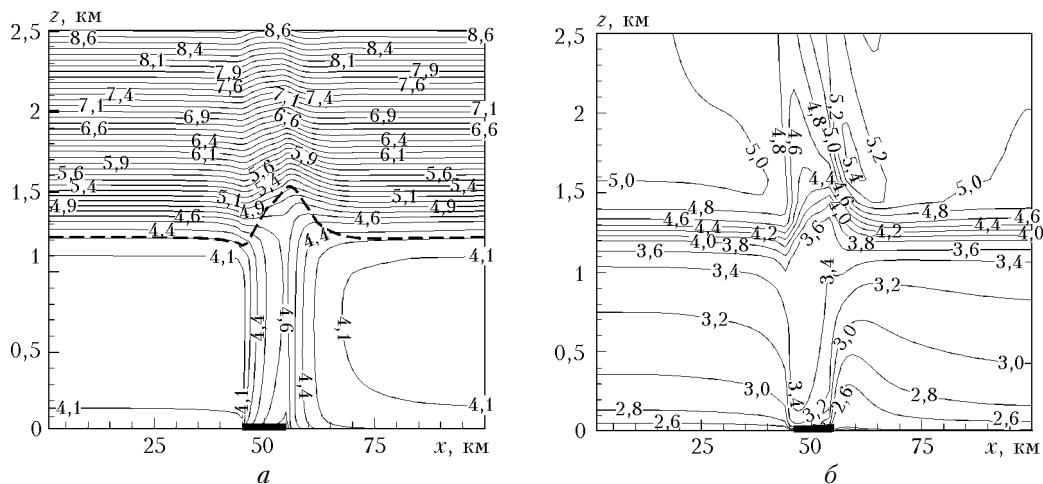


Рис. 4. Вычисленные вертикальные разрезы отклонения потенциальной температуры (а) и среднего горизонтального ветра (б) на 12:00 полуденного времени ($U_G = 5$ м/с)

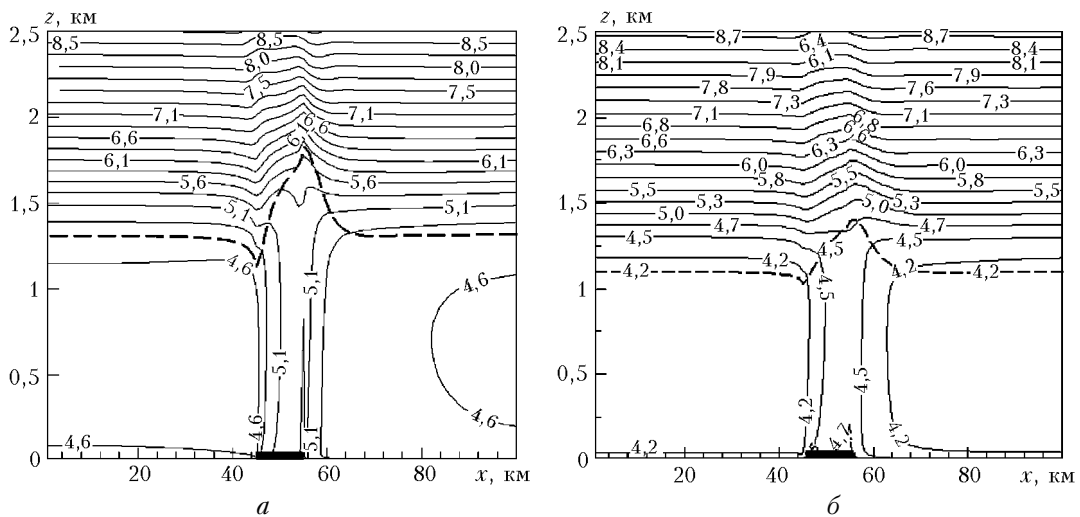


Рис. 5. Вертикальные разрезы отклонения потенциальной температуры, вычисленные при учете продольной турбулентной диффузии тепла (а) и без учета продольной диффузии (б) на 12:00 полуденного времени ($U_G = 5$ м/с)

Выводы

В статье представлена трехпараметрическая модель анизотропных турбулентных потоков импульса и тепла для моделирования атмосферных мезомасштабных течений над термически неоднородной подстилающей поверхностью. Выполнен простой двумерный численный тест о влиянии на структуру атмосферного пограничного слоя теплового пятна на поверхности Земли, моделирующего городской остров тепла.

Результаты компьютерного моделирования качественно согласуются с результатами аналогичного теста, выполненного с помощью мезомасштабной модели, в которой используется однопараметрическая модель турбулентности с тщательно подобранным линейным масштабом турбулентности и учетом как термических, так и механических эффектов урбанизированной поверхности на структуру пограничного слоя.

Сформулированная модель турбулентных потоков третьего уровня замыкания позволяет исследовать эффекты турбулентного переноса в условиях как термической, так и механической горизонтальной неоднородности подстилающей поверхности. В частности, показано, что продольная турбулентная диффузия тепла способствует увеличению толщины пограничного слоя. В однопараметрических и двухпараметрических моделях атмосферного пограничного слоя влиянием эффектов продольного турбулентного переноса обычно пренебрегается.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 03-05-64005, 04-05-64562), гранта Интеграционного проекта № 130 Президиума СО РАН и гранта 01.01.190 Научной программы «Университеты России».

1. *Martilli A.* Numerical Study of Urban Impact on Boundary Layer Structure: Sensitivity to Wind Speed, Urban Morphology, and Rural Soil Moisture // *J. Appl. Meteorol.* 2002. V. 41. N 12. P. 1247–1266.

2. Roth M. Review of atmospheric turbulence over cities // Quart. J. Roy. Meteorol. Soc. 2000. V. 126. P. 941–990.
3. Mellor G.L. and Yamada T. A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layer // J. Atmos. Sci. 1974. V. 31. N 10. P. 1791–1806.
4. Mellor G. L. and Yamada T. Development of a Turbulence Closure Model for Geophysical Fluid Problems // Rev. Geophys. and Space Phys. 1982. V. 20. N 4. P. 851–875.
5. Колмогоров А.Н. Уравнения турбулентного движения несжимаемой жидкости // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1942. Т. 6. № 1–2. С. 56–58.
6. Cheng Y., Camuto V.M., and Howard A.M. An Improved Model for the Turbulent PBL // J. Atmos. Sci. 2002. V. 59. P. 1550–1565.
7. Zeman O. and Lumley J.L. Buoyancy effects in entraining turbulent boundary layers: A second-order closure study // Turbulent Shear Flows 1 (F. Durst et al., Eds.). Springer-Verlag, 1979. P. 295–302.
8. Launder B.E., Reece G., Rodi W. Progress in the development of a Reynolds-stress turbulent closure // J. Fluid Mech. 1975. V. 68. P. 537–566.
9. Launder B.E. An Introduction to Single-Point Closure Methodology // Simulation and Modeling of Turbulent Flows (T.D. Gatski et al., Eds.). Oxford University Press, New York, 1996. P. 243–302.
10. Girimaji S.S., Balachandar S. Analysis and modeling of buoyancy-generated turbulence using numerical data // Int. J. Heat and Mass Transfer. 1998. V. 41. N 6–7. P. 915–929.
11. Sommer T.P., So R.M.C. On the modeling of homogeneous turbulence in a stably stratified flow // Phys. Fluids. 1995. V. 7. N 11. P. 2766–2777.
12. Andren A. Evaluation of a Turbulence Closure Scheme for Air-Pollution Applications // J. Appl. Meteorol. 1990. V. 29. N 3. P. 224–239.
13. Andren A. A TKE-dissipation model for the atmospheric boundary layer // Boundary-Layer Meteorol. 1990. V. 56. P. 207–221.
14. Kurbatskii A.F. Computational Modeling of the Turbulent Penetrative Convection above the Urban Heat Island in a Stably Stratified Environment // J. Appl. Meteorol. 2001. V. 40. N 10. P. 1748–1761.
15. Курбацкий А.Ф., Курбацкая Л.И. Проникающая турбулентная конвекция над островом тепла в устойчиво стратифицированной окружающей среде // Изв. РАН. Физ. атмосф. и океана. 2001. Т. 37. № 2. С. 149–161.
16. Kurbatskii A.F., Kazakov F.V. Explicit algebraic model of turbulent heat transfer for a developed flow in a rotating round pipe // Thermophys. And Aeromechanics. 1999. V. 6. N 2. P. 231–240.
17. Gibson M.M., Launder B.E. Ground effects on pressure fluctuation in the atmospheric boundary layer // J. Fluid Mech. 1978. V. 86. N 3. P. 491–511.
18. Lumley J.L., Monsfield P. Second order modeling of turbulent transport in the surface mixed layer // Boundary-Layer Meteorol. 1984. V. 30. P. 109–142.
19. Vu T.C., Ashie Y. and Asaeda T. A $k - \epsilon$ turbulence closure model for the atmospheric boundary layer including urban canopy // Boundary-Layer Meteorol. 2002. V. 102. P. 459–490.
20. Louis J.F. A parametric model of vertical eddy fluxes in the atmosphere // Boundary-Layer Meteorol. 1979. V. 17. N 2. P. 187–202.
21. Ройч П. Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980. 516 с.
22. Кофу С.Дж. Экспериментальные данные о пограничном слое атмосферы // Атмосферная турбулентность и моделирование распространения примесей (Ф.Т.М. Ньистадт и Х. Ван Доп, ред.). Л.: Гидрометеонздат, 1985. С. 126–171.
23. Andre J.C., De Moor G., Lacarrere P., Therry G., du Vachat R. Modeling the 24-Hour Evolution of the Mean and Turbulent Structures of the Planetary Boundary Layer // J. Atmos. Sci. 1978. V. 35. N 10. P. 1861–1883.
24. Lu J., Arya S.P., Snyder W.H., Lawson R.E., Jr. A Laboratory Study of the Heat Island in a Calm and Stably Stratified Environment. Part I and II // J. Appl. Meteorol. 1997. V. 36. N 10. P. 1377–1402.

A.F. Kurbatsky, L.I. Kurbatskaja. Modeling of atmospheric boundary layer structure above the thermally non-uniform surface.

The modeling results of the atmospheric boundary layer (ABL) structure above the thermally non-uniform surface (the heat island limited in extent) are submitted. For calculation of the turbulent momentum and heat fluxes, the anisotropic algebraic models are obtained from the transport equations in the weak equilibrium approach. For closing algebraic expressions by the turbulent fluxes, the three-parametric turbulence model $E - \epsilon - \langle \theta^2 \rangle$ is involved. The executed two-dimensional computing test of the 24 hour ABL evolution shows that the 3 level turbulence model (in Mellor and Yamada terminology) is capable to reproduce most important structural features of ABL above the ground with a heat island, including those which are inaccessible to the $k - \epsilon$ turbulence model. The obtained results agree with the measurements data and the numerical results of other authors.