

А.Ф. Курбацкий, Л.И. Курбацкая

Рассеяние пассивной примеси от поверхностного источника над городским островом тепла

*Институт теоретической и прикладной механики СО РАН, г. Новосибирск
Новосибирский государственный университет*

Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН, г. Новосибирск

Поступила в редакцию 13.01.2003 г.

Представлены результаты компьютерного моделирования рассеяния пассивной примеси от протяженного поверхностного источника над городским островом тепла в критический метеорологический период (слабый ветер, устойчивая термическая стратификация атмосферы, запирающая инверсия). Эйлера модель атмосферной диффузии построена на основе трехпараметрической теории турбулентного переноса и включает дифференциальные уравнения переноса для средней концентрации и корреляции между турбулентными флуктуациями концентрации и температуры. Для вектора турбулентного потока примеси сформулирована полностью явная анизотропная алгебраическая модель градиентного типа. Результаты численного моделирования показывают, что факел примеси распространяется выше инверсионного слоя. Проведено сопоставление результатов моделирования турбулентной диффузии пассивной примеси по алгебраической модели для турбулентного потока массы, физически корректно учитывающей эффекты плавучести, и по простейшей модели Буссинеска без учета эффектов плавучести. Модель Буссинеска существенно занижает как вертикальную, так и горизонтальную диффузию примеси, что приводит к накоплению примеси вблизи поверхности.

Введение

Большая часть урбанизированных территорий в результате антропогенной деятельности, например промышленных процессов, функционирования транспорта, сельского хозяйства и т.д., представляет собой непрерывный источник тепла и загрязняющих окружающую среду вредных примесей. Действительно, высокий процент городских площадей покрыт бетоном и асфальтом, которые запасают и затем излучают приходящую радиацию, вызывая значительное нагревание поверхностного слоя воздуха по сравнению с окружающей средой. В результате городские территории образуют локальные острова тепла в окружающей среде [1]. Городской ландшафт с высокими зданиями и улицами различных размеров и окружающая орография создают очень сложную локальную геометрию поверхности. Эти локальные граничные условия вместе с наложенной термической стратификацией образуют сложный механизм взаимодействия между переносом тепла и сопутствующей атмосферной эмиссией загрязняющих примесей. Описание этого сложного механизма взаимодействия жизненно важно для оценки возможного распределения токсичных загрязнений, которые могут создать риск здоровью людей. Это также важно для контроля качества воздуха, планирования будущего развития города и оптимального размещения промышленных зон, конструирования транспортных городских систем, контроля и промышленной активности в течение критических метеорологических периодов.

Существующая практика [2, 3] описания распространения примесей в окружающей среде основывается на полуэмпирических методах и простом интегральном моделировании с предписанными ветровыми условиями, в то время как ситуации на микро- и мезомасштабах, находящиеся под доминирующим воздействием плавучести, оказываются вне пределов досягаемости таких моделей. Метод моделирования с выделением крупных вихрей [4] (Large Eddy Simulation, или LES-метод) может рассматриваться в качестве возможного выбора, но традиционные LES-технологии все еще неприменимы для крупномасштабных задач с высокими числами Рейнольдса и Пекле.

В данной статье развита эйлера модель атмосферной диффузии пассивной примеси, основанная на трехпараметрической теории турбулентного переноса импульса и скаляра в термически стратифицированном пограничном слое атмосферы [5]. Трехпараметрическая теория турбулентного переноса может рассматриваться как потенциально эффективный, вычислительно ясный и физически корректный метод моделирования комбинированных эффектов орографии и термической стратификации на рассеяние примесей в атмосфере. Эффекты термической стратификации при формировании крупномасштабной циркуляции над городским островом тепла воспроизводятся с помощью трехпараметрической теории турбулентного переноса в согласии с данными инструментальных измерений [6]. Анализ этих эффектов проведен на основе численного моделирования распространения пассивной

примеси от поверхностного источника, протяженность которого совпадает с протяженностью поверхностного источника тепла [5, 6], для критического метеорологического периода (слабый ветер, устойчивая стратификация атмосферы, запирающая инверсия).

Развитая трехпараметрическая теория турбулентного переноса позволяет использовать реалистические граничные условия. Однако подробные измерения в контролируемом лабораторном эксперименте [6] были выполнены для крупномасштабной циркуляции над городским островом тепла малого относительного удлинения ($z_i/D \ll 1$, где z_i – высота слоя перемешивания; D – диаметр острова тепла), т.е. без разрешения деталей течения вблизи аэродинамически гладкой поверхности прототипа реального городского острова тепла. Это обстоятельство учитывалось при постановке граничных условий в [5] и будет учтено ниже при формулировании граничных условий для рассеяния примеси от поверхностного источника.

Эйлерова диффузионная модель рассеяния примеси в стратифицированной атмосфере

Для описания атмосферного рассеяния пассивной примеси базовая трехпараметрическая $E - \varepsilon - \langle \theta^2 \rangle$ модель турбулентности ($E = 1/2 \langle u_i u_i \rangle$ – кинетическая энергия турбулентности; ε – ее диссипация; $\langle \theta^2 \rangle$ – дисперсия турбулентных флуктуаций температуры) должна быть дополнена уравнениями для осредненной концентрации $C(x_i, t)$, вектора турбулентного потока примеси $\langle u_i c \rangle$ и корреляции между флуктуациями концентрации и температуры $\langle c\theta \rangle$. Поскольку результаты моделирования переноса активной примеси (тепла) над городским островом тепла [5] удовлетворительно согласуются с данными измерений [6], для турбулентного потока пассивного скаляра (массы вещества) также использована полностью явная анизотропная алгебраическая модель [5, 7], полученная в результате упрощения дифференциального уравнения переноса для $\langle u_i c \rangle$ в приближении локально равновесной турбулентности.

Определяющие уравнения для поля концентрации пассивного скаляра записываются, как и в [5], в цилиндрической системе координат:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial C}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r C U_r + \frac{\partial}{\partial z} C U_z = \\ & = - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \langle u_r c \rangle - \frac{\partial}{\partial z} \langle u_z c \rangle; \quad (1) \\ & - \langle u_i c \rangle = C_T \frac{E^2}{\varepsilon} \sqrt{2R} \frac{\partial C}{\partial x_i} - \frac{\sqrt{R} E}{\alpha_{1c} \varepsilon} \times \\ & \times [\{2\nu_T + (1 - \alpha_{2c}) D_T\} S_{ij} + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & + (1 - \alpha_{2c}) \Omega_{ij} \langle \partial C / \partial x_j \rangle + \\ & + [(1 - \alpha_{2c}) / \alpha_{1c}] (E / \varepsilon) \sqrt{R} g_i \beta \langle c\theta \rangle; \quad (2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \langle c\theta \rangle}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \langle c\theta \rangle U_r + \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \langle c\theta \rangle U_z = -\alpha_{3c} \frac{\varepsilon}{E} \langle c\theta \rangle + \\ & + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left[\alpha_{2s} \frac{\nu_T}{Sc_T} \right] \frac{\partial \langle c\theta \rangle}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z} \left[\alpha_{2s} \frac{\nu_T}{Sc_T} \right] \frac{\partial \langle c\theta \rangle}{\partial z} - \\ & - \left\{ \langle u_r c \rangle \frac{\partial \Theta}{\partial r} + \langle u_z c \rangle \frac{\partial \Theta}{\partial z} + \langle u_r \theta \rangle \frac{\partial C}{\partial r} + \langle u_z \theta \rangle \frac{\partial C}{\partial z} \right\}, \quad (3) \end{aligned}$$

где U_r – средняя горизонтальная и U_z – средняя вертикальная скорости; u_r – горизонтальная турбулентная и u_z – вертикальная турбулентная флуктуации скорости; Θ – средняя температура; θ – турбулентная флуктуация температуры; $C(x_i, t)$ – средняя концентрация примеси; $-\langle u_i c \rangle$ – вектор турбулентного потока скаляра [вертикальная компонента $-\langle u_z c \rangle$ и горизонтальная (радиальная) компонента $-\langle u_r c \rangle$ здесь не выписываются и могут быть легко получены из (2)]; $\langle c\theta \rangle$ – корреляция между флуктуациями концентрации и температуры; $S_{ij} = (1/2) (\partial U_i / \partial x_j + \partial U_j / \partial x_i)$ – средний тензор сдвига скорости; $\Omega_{ij} = (1/2) (\partial U_i / \partial x_j - \partial U_j / \partial x_i)$ – средний тензор вращения; $\nu_T = C_\mu E^2 / \varepsilon$ – коэффициент турбулентной вязкости; $D_T = C_T \sqrt{2R} E^2 / \varepsilon$ – коэффициент турбулентной диффузии; Sc_T – турбулентное число Шмидта, $R = \tau_c / \tau$ – параметр отношения характерных масштабов времени скалярного (τ_c) и динамического (τ) турбулентных полей; β – коэффициент термического расширения среды; g_i – вектор ускорения силы тяжести. Для турбулентных напряжений используется простая модель Буссинеска, которая в данной задаче сохраняет некоторую анизотропию для нормальных напряжений Рейнольдса:

$$\langle u_r^2 \rangle = (2/3)E - 2\nu_T (\partial U_r / \partial r), \quad (4)$$

$$\langle u_z^2 \rangle = (2/3)E - 2\nu_T (\partial U_z / \partial z), \quad (5)$$

$$\langle u_\phi^2 \rangle = (2/3)E - 2\nu_T (U_r / r), \quad (6)$$

$$-\langle u_r u_z \rangle = 2\nu_T (\partial U_r / \partial z + \partial U_z / \partial r). \quad (7)$$

В выражении (6) u_ϕ – азимутальная турбулентная флуктуация скорости. В уравнениях (1)–(7) и везде далее прописными буквами и $\langle \dots \rangle$ обозначаются осредненные величины, строчными буквами – турбулентные флуктуации. Ось z направлена вертикально вверх. При записи (1)–(7) в безразмерном виде используются те же параметры, что и в [5].

Постоянные коэффициенты в (1)–(7) выбраны на основании следующих соображений. Значение

постоянной α_{1c} выбрано равным 4,0. Оно отвечает нижней границе диапазона значений этой постоянной, использовавшегося различными авторами при решении задач, связанных с переносом пассивных примесей. Варьирование численного значения этой постоянной в пределах 20% не оказывало сколько-нибудь заметного влияния на результаты моделирования поля концентрации пассивной примеси. Отсутствие экспериментальных данных о поведении корреляции $\langle c\theta \rangle$ не позволяет оценить ее численное значение из решения простых «предельных» задач. По этой причине численное значение постоянной α_{3c} в диссипативном члене уравнения (3) полагалось равным, как и в [8], значению постоянной C_{10} . Постоянная α_{2c} в (2) определяет в параметризации корреляции скалярного поля с пульсациями давления степень влияния эффектов плавучести на вертикальный перенос примеси потоком $-\langle u_z c \rangle$. Постоянная C_{20} в анизотропной модели турбулентного потока тепла $-\langle u_i \theta \rangle$, аналогичной модели (2) (см. [9, (31)]), определяет, в свою очередь, влияние эффектов плавучести на вертикальный перенос тепла. Ее численное значение, откалиброванное при решении различных задач термически стратифицированных турбулентных течений, имеет значение, равное 0,40. Обычно принимаемое допущение полагает эти постоянные коэффициенты равными друг другу: $C_{20} = \alpha_{2c}$. Далее, следуя [7], в оп-

ределяющей системе уравнений диффузионной модели (1)–(7) коэффициент $(2/3\alpha_{1c})$ в первом члене правой части (2) заменен коэффициентом C_T с тем, чтобы первый член в правой части (2) давал бы простую модель Буссинеска для вихревой диффузии. Во всех других членах правой части (2) постоянная α_{1c} остается независимой постоянной величиной. Коэффициенты C_μ , C_T имеют «стандартные» значения, откалиброванные при моделировании эволюции однородной турбулентности в условиях устойчивой стратификации: $C_\mu = 0,095$, $C_T = C_\mu / Sc_T$ ($Sc_T = 0,9$). Параметр отношения временных масштабов принимается величиной постоянной, $R = 0,6$.

Проникающая турбулентная конвекция индуцируется постоянным потоком тепла, создаваемым поверхностным источником тепла в виде круглой пластины диаметром D (рис. 1). На рис. 1 представлены: схематичная картина циркуляции над реальным городским островом тепла (а) и его модель (б), реализованная в лабораторном эксперименте [6] и численном моделировании в виде нагреваемого круглого диска. На теневой фотографии рис. 1 изображен тепловой факел в квазиустановившемся состоянии с куполообразной верхней частью в форме «шляпы», показан источник примеси, имеющий линейный размер, равный диаметру нагреваемого диска.

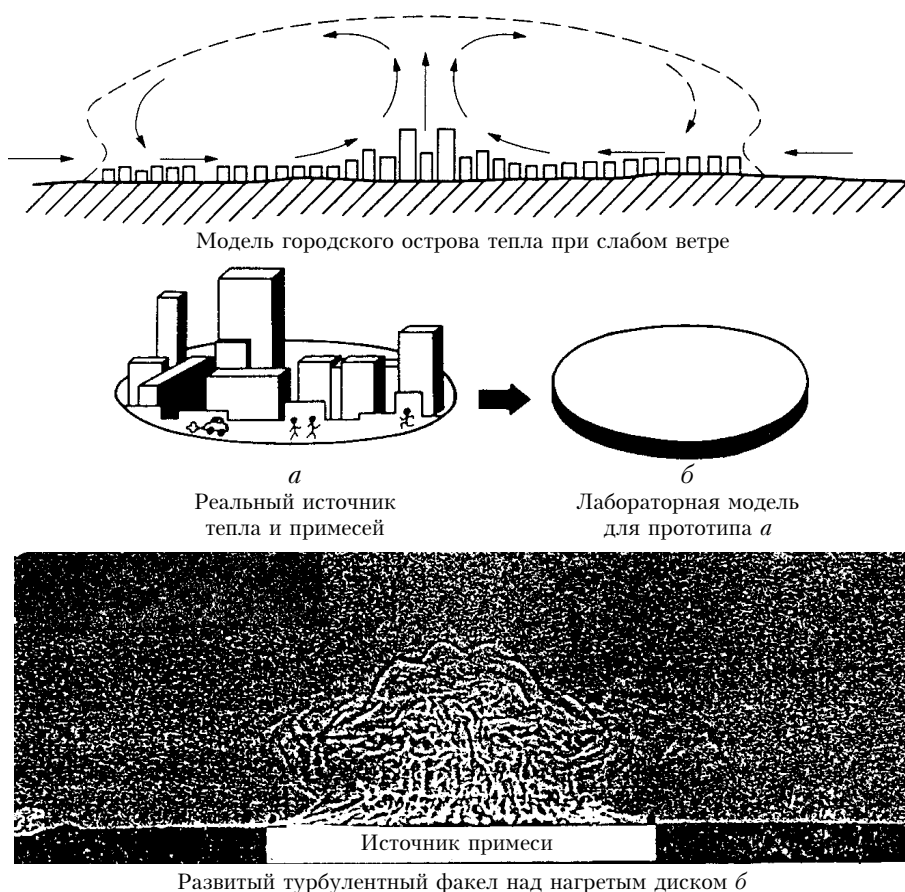


Рис. 1.

Этот источник тепла моделирует прототип городского острова тепла с малым относительным удлинением в условиях слабого ветра и устойчивой стратификации окружающей среды. Уравнения термодинамики, описывающие циркуляцию над городским островом малого относительного удлинения, могут быть записаны без учета силы Кориолиса и радиации в осесимметричной цилиндрической системе координат. Кроме того, может быть принято гидростатическое приближение, а эффекты плавучести учтены в приближении Буссинеска [5].

Поверхностный источник примеси заданной постоянной производительности Q имеет тот же линейный размер D_μ , что и источник тепла. Таким образом, в пределах размеров источника задается постоянный вертикальный поток примеси:

$$-D_\mu (\partial C / \partial z) = H_c, \quad (8)$$

где $D_\mu = \nu / Sc$ — коэффициент молекулярной диффузии; ν — коэффициент кинематической вязкости; Sc — молекулярное число Шмидта, а величина $H_c = Q / (0,5 r / D)$. Величина Q задавалась из условия, чтобы число Рейнольдса $Re = Q / \nu$ обеспечивало поступление примеси из источника без начального импульса и, таким образом, лимитировалось скоростью натекающего на источник внешнего потока.

В начальный момент времени окружающая среда находится в покое, начальные поля концентрации C и корреляции $\langle c\theta \rangle$ равны нулю. На нижней границе области интегрирования, имеющей форму цилиндра, задаются условия непроницаемости для потоков концентрации C (вне источника массы) и ковариации $\langle c\theta \rangle$:

$$\frac{\partial C}{\partial z} = \frac{\partial \langle c\theta \rangle}{\partial z} = 0 \text{ при } z = 0. \quad (9)$$

Значения кинетической энергии турбулентности E , скорости ее диссипации ϵ и дисперсии пульсаций температуры $\langle \theta^2 \rangle$ задаются на первом слое разностной сетки выше поверхности, как и в [4, 6]. На верхней границе (при $z = Z$) задаются условия непроницаемости (8) для потоков. На центральной линии острова тепла (при $r = 0$) накладываются условия симметрии. Такие же условия использованы и на внешней границе области интегрирования (при $r/D = 1,8$). Остальные граничные условия для полей скорости и температуры имеют тот же вид, что и в [4, 6]. При $r = 0$ накладываются условия симметрии. Такие же условия использованы и на внешней границе области интегрирования (при $1,8 r/D$). Остальные граничные условия для полей скорости и температуры имеют тот же вид, что и в [5].

Система уравнений диффузионной модели (1)–(7) численно решалась с использованием полунейной схемы переменных направлений (вторая схема с разностями против потока [10], сохраняющая при определенных ограничениях второй порядок аппроксимации) на смещенной разностной сет-

ке и метода прогонки. Для сохранения свойств консервативности и транспортности разностной схемы уравнения записывались в разностном виде в приграничных узлах сетки со вторым порядком и использованием соответствующих граничных условий.

Результаты моделирования рассеяния пассивной примеси от поверхностного источника над городским островом тепла

Результаты моделирования структуры турбулентной циркуляции над городским островом тепла (различных турбулентных величин турбулентных полей скорости и температуры) можно найти в [5, 9], и здесь они не приводятся.

Моделирование распространения пассивной примеси от протяженного поверхностного источника над городским островом тепла (см. рис. 1) преследовало основную цель — выяснить роль эффектов плавучести на распределение средней концентрации примеси. Следует при этом отметить, что поскольку нет экспериментальных измерений по рассеянию примеси от поверхностного источника над городским островом тепла в рассматриваемый критический метеорологический период, то нет возможности подвергнуть результаты численной реализации диффузионной модели (1)–(7) прямой количественной проверке. Однако о степени их достоверности можно судить по косвенным признакам.

Во-первых, аналогичная по своей сути модель переноса активной примеси (тепла) дает [5, 9] результаты, вполне удовлетворительно согласующиеся с данными прямых инструментальных измерений [6].

Во-вторых, точность численного решения проверена на последовательно измельченных сетках (25×116 узлов по горизонтали и вертикали соответственно и 50×232 узла). Поэтому приводимые ниже результаты следует оценивать с учетом сделанных замечаний.

На рис. 2 и 3 показаны линии равной концентрации [рис. 2 (1), 3 (1)] и линии тока циркуляционного течения над городским островом тепла [рис. 2 (II), 3(II)], полученные с помощью модели (1)–(7) — рис. 2 и с помощью простой модели вихревой диффузии Буссинеска для вектора турбулентного потока скаляра $-\langle u_i c \rangle$ [в (2) сохраняется лишь первый член в правой части] — рис. 3. Хотя такая модель является слишком грубой для адекватного учета эффектов плавучести на турбулентный перенос пассивной примеси, ее использование могло бы быть оправдано тем, что базовая трехпараметрическая модель турбулентного переноса импульса и тепла для рассматриваемой ситуации [5, 7] дает результаты переноса активной примеси (тепла), согласующиеся с данными, полученными в контролируемом лабораторном эксперименте [6].

Рис. 2 и 3 показывают, что под влиянием развивающейся проникающей турбулентной конвекции

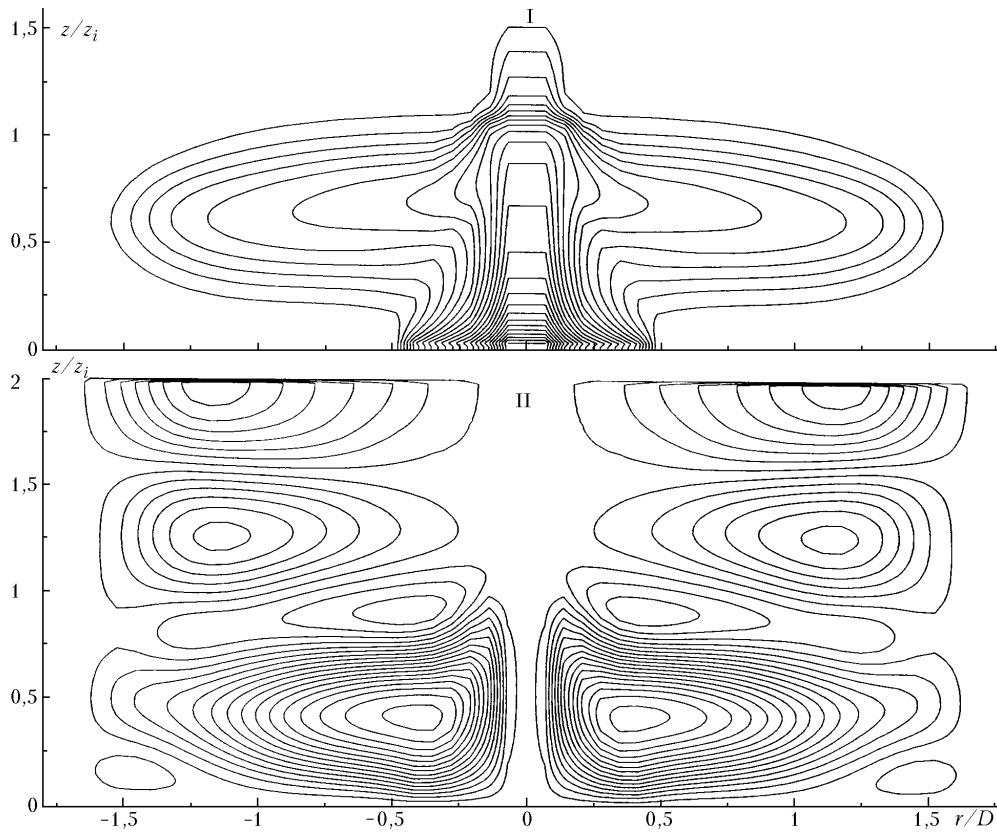


Рис. 2. Контуры линий равной концентрации (I) и линий тока (II): вычисление с помощью полностью явной анизотропной модели для турбулентного потока массы

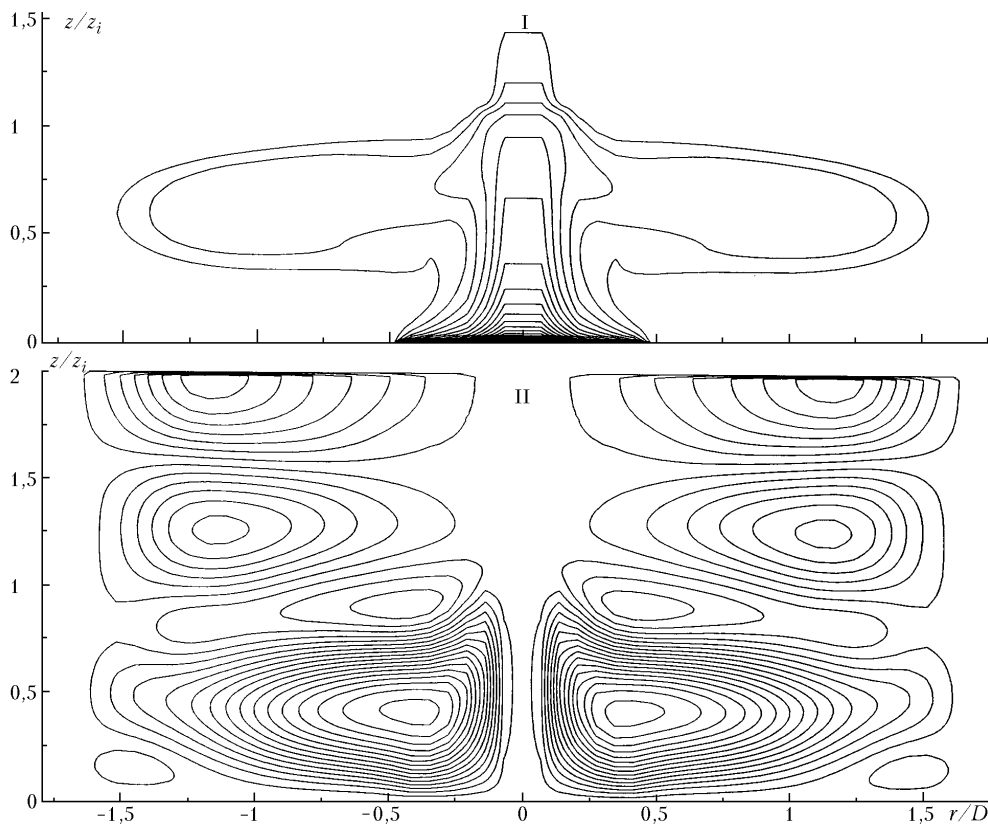


Рис. 3. Контуры линий равной концентрации (I) и линий тока (II): вычисление с помощью простой модели Буссинеска для турбулентного потока массы

примесь от поверхностного источника переносится под влиянием двух концентрированных вихревых образований (в нижней части обоих рисунков) вверх и рассеивается в горизонтальном направлении. Однако можно видеть и различия в распределении средней концентрации. Модель Буссинеска без учета эффектов плавучести приводит к более медленной диффузии примеси в вертикальном (а следовательно, и горизонтальном) направлении по сравнению с моделью турбулентного потока скаляра (2) с учетом эффектов плавучести. В последнем случае уровень концентрации оказывается выше, как вблизи поверхности, так и по всей высоте перемешанного слоя. В области слоя инверсии (при $z/z_i \approx 1$) нормализованное значение концентрации в центре острова тепла для модели (2) примерно в два раза выше, чем для модели Буссинеска. На рис. 4 изображены профили нормализованной концентрации по радикальной координате в различных сечениях над островом тепла (4,а – вычисление с использованием модели (2), рис. 4,б – вычисление с использованием модели Буссинеска).

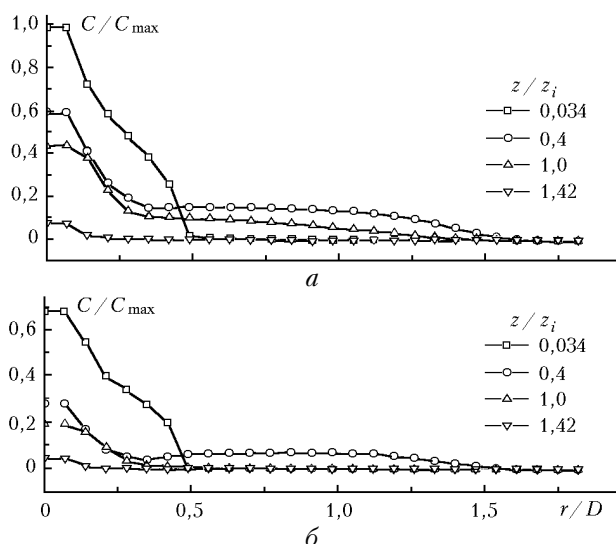


Рис. 4. Профили средней концентрации в различных сечениях по высоте: а – результаты вычисления по модели турбулентного потока массы с учетом эффектов стратификации; б – по модели Буссинеска (без учета эффектов стратификации)

Следует отметить одну общую особенность, заключающуюся в том, что факел примеси «пробивает»

инверсионный слой ($z/z_i \approx 1$), – результат, зафиксированный в недавних лабораторных экспериментах по распространению пассивной примеси от непрерывного и мгновенного источников в конвективном пограничном слое [11].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 03-05-64005, 01-05-65313), Сибирского отделения РАН (грант Междисциплинарного проекта № 130 «Экологические проблемы городов Сибири»).

1. Stull R.B. An introduction to boundary layer meteorology. Rotterdam: Kluwer Publishers, 1988. 278 p.
2. Берлянд М.Е. Современные проблемы атмосферной диффузии и загрязнения атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1975. 448 с.
3. Бызова Н.Л., Гаргер Е.К., Иванов В.Н. Экспериментальные исследования атмосферной диффузии и расчеты рассеяния примеси. Л.: Гидрометеиздат, 1991. 278 с.
4. Nieuwstadt F.T.M., Mason P.J., Moeng P.-H., Schuman U. Large Eddy Simulation of the Convective Boundary Layer: A comparison of Four Computer Codes // Turbulent Shear Flows 8. Selected Paper from the Eighth Int. Symp. on Turbulent Shear Flows (F. Durst et al., Eds.). Berlin: Springer-Verlag, 1993. P. 353–367.
5. Kurbatskii A.F. Computational modeling of the turbulent penetrative convection above the urban heat island in stably stratified environment // J. Appl. Meteorol. 2001. V. 40. N 10. P. 1748–1761.
6. Lu J., Araya S.P., Snyder W.H., Jr., Lawson R.E. A Laboratory Study of the Urban Heat Island in a Calm and Stably Stratified Environment. Part I: Temperature Field; Part II: Velocity Field // J. Appl. Meteorol. 1997. V. 36. N 10. P. 1377–1402.
7. 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.
8. Илюшин Б.Б., Курбацкий А.Ф. Моделирование распространения примеси в конвективном пограничном слое атмосферы // Изв. РАН. Физ. атмосф. и океана. 1996. Т. 32. № 3. С. 317–322.
9. 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. 1–13.
10. Роуч П. Вычислительная гидродинамика. М.: Мир, 1980. 616 с.
11. Snyder W.H., Lawson R.E., Jr., Shipman M.S., Lu J. Fluid modelling of atmospheric in the convective boundary layer // Boundary-Layer Meteorol. 2002. V. 102. N 3. P. 335–366.

A.F. Kurbatskii, L.I. Kurbatskaya. Dispersion of passive contaminant from a superficial source above an urban heat island.

The results of computer modeling of dispersion of a passive contaminant from an extended superficial source above an urban heat island in the critical meteorological period (weak wind, stably thermal stratification of an atmosphere, locking inversion) are presented. Eulerian model of atmospheric diffusion is constructed on the basis of the three-parametrical theory of turbulent transport and includes the differential transport equations for average concentration and correlation between the turbulent fluctuations of concentration and temperature. The full explicit anisotropic algebraic mass flux model of the pollution is formulated. The numerical results show that the plume is distributed above of an inversion layer. The comparison of results obtained with the full explicitly algebraic mass flux model, which physically correctly is taking into account the buoyancy effects, and with the simple Boussinesq model without the account of buoyancy effects is carried out. The Boussinesq model essentially underestimates both vertical, and horizontal diffusion of an impurity that results in accumulation of pollution near to a surface.