



Номер 4

2009

УКРАЇНСЬКИЙ ГІДРОМЕТЕОРОЛОГІЧНИЙ ЖУРНАЛ

Головний редактор
С.М. Степаненко

Рекомендовано до друку Вченою радою Одеського державного екологічного університету
Протокол № 5 від 28. 05. 2009 р.

Головний редактор С.М. Степаненко

Редакційна колегія: С.М. Степаненко, д-р фіз.-мат. наук, проф., ОДЕКУ (головний редактор); А.М. Польовий, д-р географ. наук, проф., ОДЕКУ (заст. голов. редактора); Є.П. Школьний, д-р. техн. наук, проф., ОДЕКУ (заст. голов. редактора); В.С. Антоненко, д-р географ. наук, УкрНДІГМІ; В.М. Бойко, канд. географ. наук, Укргідрометцентр; Є.Д. Гопченко, д-р географ. наук, проф., ОДЕКУ; М.І. Кульбіда, канд. географ. наук, Укргідрометцентр; В.М. Ліпінський, Держгідрометслужба України; Н.С. Лобода, д-р географ. наук, проф., ОДЕКУ; І.Д. Лосва, д-р географ. наук, проф., УкрНЦЕМ; П.Д. Ломакін, д-р географ. наук, Морський гідрофізичний інститут НАН України; З.А. Міщенко, д-р географ. наук, проф., ОДЕКУ; В.І. Михайлов, д-р географ. наук, проф., ОДЕКУ; В.І. Осадчий, канд. географ. наук, УкрНДІГМІ; О.Б. Полонський, д-р географ. наук, проф., Морський гідрофізичний інститут НАН України; О.О. Світличний, д-р географ. наук, проф., Одеський національний університет ім. І.І. Мечнікова; С.І. Сніжко, д-р географ. наук, проф., Київський національний університет ім. Тараса Шевченка; В.Ф. Суховій, д-р географ. наук, проф., ОДЕКУ; Ю.С. Тучковенко, д-р геогр. наук, с.н.с., ОДЕКУ; В.К. Хільчевський, д-р географ. наук, проф., Київський національний університет ім. Тараса Шевченка; О.І. Маруніч – відповідальний секретар

Редакційна колегія міжнародної конференції: Олександр Бакланов (Данія), Георгій Джолов (Південна Африка), Бранко Грізоґоно (Хорватія), Аракел Петросян (Росія), Сергій Степаненко (Україна), Сергій Зілітінкевич (Фінляндія), Свен-Ерік Грюнінг (Данія), Катерина Батчварова (Болгарія), Олександр Казаков (Україна), Олександр Магура (Данія), Гарі Гутман (США), Інна Хоменко (Україна)

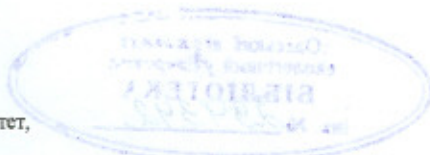
Український гідрометеорологічний журнал: Науковий журнал / Голов. ред. С.М.Степаненко. – Одеса: Вид. "ТЕС", 2009. – № 4. – 250 с.

У спеціальному випуску № 4 Українського гідрометеорологічного журналу представлено наукові статті за доповідями міжнародної конференції „Мезометеорологія та забруднення атмосфери”, яку було проведено в Одеському державному екологічному університеті в період з 15 по 17 вересня 2009 р. В конференції прийняли участь більш ніж 50 науковців з 16 країн Європи, Північної Америки, Африки та СНД.

В ході роботи конференції були визначені актуальні проблеми наукових досліджень в галузі гідрометеорології, екології та охорони навколишнього середовища, були визначені також напрямки використання комп'ютерних технологій в екології і гідрометеорології, запропоновано шляхи вирішення вказаних проблем стосовно до розв'язання практичних задач. Конференцію було підтримано Європейськими програмами COST 728, TEMPUS JEP 26005, а також Одеською обласною Радою.

Видання зареєстровано в Державному комітеті інформаційної політики, телебачення та радіомовлення України.
Реєстраційне свідоцтво серія КВ №9687 від 21.03.2005

Адреса редакційної колегії:
м. Одеса, 65016, вул.Львівська, 15,
Одеський державний екологічний університет,
тел. (0482)-32-67-45



ЗМІСТ

Meso-scale Meteorology and Air Pollution: Introduction into the Problem and Conference Aims

A. Baklanov..... 7

In Commemoration of the Late Professor Lev N. Gutman

A. Kazakov..... 11

Розділ I. Природа, теорія та моделювання мезометеорологічних процесів (Section I. Nature, Theory and Modelling of Mesoscale Meteorological Processes)

Batalov V.G., Sukhanovsky A.N., Frick P.G. (Баталов В.Г., Сухановский А.Н., Фрик П.Г.) Лабораторное моделирование атмосферной меридиональной циркуляции и эффект суперротации..... 13

Ivanov S.V., Palamarchuk Yu.O. (Иванов С.В., Паламарчук Ю.О.) Влияние синоптической ситуации на систематическую ошибку модели..... 20

Kalashnik M.V., Shmerlin B.Ya. (Калашник М.В., Шмерлин Б. Я.) Спонтанный рост возмущений типа урагана в теории влажноконвективной неустойчивости слоя атмосферы..... 30

Kazakov A.L., Ivanova E.V. (Казakov А.Л., Иванова Е.В.) Использование одномерных моделей пограничного слоя атмосферы для оценки сезонной и синоптической изменчивости метеорологических величин в районе океанской станции "С"..... 38

Nabokova E.V., Rubinshtein K.G., Egorova E.N. (Набокова Е.В., Рубинштейн К.Г., Егорова Е.Н.) Результаты численных экспериментов с моделью ОЦА по изучению влияния особенностей подстилающей поверхности в крупных городах на среднюю температуру приземного воздуха..... 47

Pirnach A.M., Dudar S.M., Shpyg V.M. Numerical Simulation of the Dangerous Events in the Steppe Part of Ukraine..... 53

Pirnach A.M., Shpyg V.M. (Пирнач А.М., Шпиг В.М.) Численные исследования эволюции мезомасштабных образований, сопровождавших опасные явления в Крыму..... 60

Shmerlin B.Ya., Koryshev O.V., Den'kin V.A., Korenev A.I., Shmerlin M.B. (Шмерлин Б.Я., Корышев О.В., Денькин В.А., Корнев А.И., Шмерлин М.Б.) Квазипрогностические расчёты перемещения тропических циклонов..... 67

Zilitinkevich S.S., Elperin T., Kleeroin N., Rogachevsky I. (Зилитинкевич С.С., Эльперин Т., Клиорин Н., Рогачевский И.) Замыкание уравнений Рейнольдса для устойчиво стратифицированных турбулентных течений в атмосфере и океане..... 75

Розділ II. Використання мезомасштабних моделей при вивченні розповсюдження домішок та аерозолів в атмосфері (Section II. Use of Mesoscale Models in Studies of Air Pollutant and Aerosol Distribution in the Atmosphere)

Arutyunyan R.V., Semyonov V.N., Sorokovikova O.S., Fokin A.L., Ignatov R.Yu., Nabokova E.V., Rubinstein K.G. (Арутюнян Р.В., Семенов В.Н., Сороковикова О.С., Фокин А.Л., Игнатов Р.Ю., Набокова Е.В., Рубинштейн К.Г.) Валидация мезомасштабной лагранжевой модели атмосферной дисперсии примеси, использующей метеорологическую модель высокого пространственного разрешения..... 103

<i>Baklanov A.A.</i> Chemical Weather Forecasting: a New Concept and Methodology of Two-Way Integrated Meso-Scale Modelling.....	109
<i>Belan B.D., Rasskazchikova T.M., Simonenkov D.V., Tolmachev G.N.</i> Study of the Anthropogenic Contribution of Tomsk City to Aerosol Composition by means of Measurements At Two Sites.....	121
<i>Belan B.D., Uzhegova N.V.</i> Pollution of the Airbasin of an Industrial Center. Verification of the Theory.....	129
<i>Djolov G., Fourie G., Pienaar J.</i> Modelling Long-Range Transport and Chemical Transformation of Pollutants in Southern Africa Region.....	136
<i>Garger E.K., Lev T.D., Talerko N.N., Kovalem I.V.</i> (Гаргер Е.К., Лев Т.Д., Талерко Н.Н., Ковалем И.В.) Использование модели численного прогноза погоды "ММ5" для метеобеспечения систем аварийного реагирования АЭС.....	147
<i>Grisogono B.</i> A Generalized "Z-Less" Mixing Length-Scale for Stable Atmospheric Boundary Layers.....	154
<i>Gryning S.-E., Batchvarova E., Soegaard H.</i> Upscaling of Mesoscale CO ₂ Fluxes.....	164
<i>Karelsky K., Petrosyan A., Slavin A.</i> Finite-Difference Presentation of the Coriolis Force for Flows of Rotating Shallow Water.....	170
<i>Lowndes I.S., Silvester S.A., Kingman S.W., Hargreaves D.M.</i> Improved Multi-Scale Computational Modelling of Fugitive Dust Dispersion from Surface Mining Operations....	178
<i>Mahura A., Baklanov A., Hoe S., Sørensen J.H., Petersen C.</i> Changes in Meteorological and Atmospheric Transport and Deposition Patterns due to Influence of Metropolitan Areas.....	187
<i>Nuterman R.B., Baklanov A.A., Starchenko A.V.</i> Application of Microscale Model for Development of Urban Canopy Parametrization Scheme for Mesoscale Models.....	195
<i>San José R., Pérez J.L., Morant J.L., González R.M.</i> Simulations of PM ₁₀ , PM _{2.5} and Other Pollutants During Winter 2003 in Germany: a Model Experiment with MM5-CMAQ and WRF/CHEM Models.....	202
<i>Semyonov V.N., Sorokovikova O.S.</i> (Семенов В.Н., Сороковикова О.С.) Моделирование последствий гипотетических радиационных аварий при утилизации атомных подводных лодок в камчатском регионе.....	210
<i>Shnaydman V.A., Stepanenko S.N.</i> Computing Algorithm of a Solution of the Three-Dimensional Non-Stationary Turbulent Diffusion Equation on the Base of Alternating Direction Method.....	216
<i>Stepanenko S.N., Voloshin V.G., Tiptsov S.V.</i> A New Formula for Evaluation of Level of Air Pollution with Industrial Emissions.....	227
Summary of the Opening Talk of the Round Table Discussion <i>E Batchvarova</i>	238
A Bibliography of the Writings of Professor Lev N. Gutman.....	240

**РОЗДІЛ I. ПРИРОДА, ТЕОРІЯ ТА МОДЕЛЮВАННЯ
МЕЗОМЕТЕОРОЛОГІЧНИХ ПРОЦЕСІВ**
(SECTION I. NATURE, THEORY AND MODELLING OF MESOSCALE
METEOROLOGICAL PROCESSES)

УДК 550.3

В.Г. Баталов, к.ф.–м.н., А.Н. Сухановский, к.ф.–м.н., П.Г. Фрик, д.ф.–н., проф.
Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь, Россия

**ЛАБОРАТОРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ АТМОСФЕРНОЙ МЕРИДИОНАЛЬНОЙ
ЦИРКУЛЯЦИИ И ЭФФЕКТ СУПЕРРОТАЦИИ**

Аннотация. Экспериментально исследована эволюция крупномасштабного азимутального поля скорости во вращающемся цилиндрическом слое жидкости (радиус 150 мм, глубина 30 мм) при наличии меридиональной циркуляции. Два случая были рассмотрены: прямая циркуляция с меридиональным течением к оси вращения в верхней части слоя, возбуждаемая нагревом на периферии и обратная циркуляция с меридиональным течением от оси вращения в верхней части слоя, обеспечиваемая нагревом в центре. Благодаря силе Кориолиса меридиональное течение формирует азимутальное движение. Детальная трехмерная структура поля скорости была восстановлена с использованием метода PIV для большого интервала значений чисел Грасгофа. Было показано, что зависимость энергии меридиональной циркуляции от числа Грасгофа для обоих типов циркуляции (ячеек) подобна. Меридиональная циркуляция и вязкие взаимодействия на твердой границе приводят к существенному изменению интегрального углового момента слоя жидкости. Прямая меридиональная циркуляция приводит к росту интегрального углового момента, а обратная к его уменьшению.

Ключевые слова: суперротация, меридиональная циркуляция, дифференциальное вращение, момент импульса.

1 Введение

Интерес к исследованию дифференциального вращения (ДВ) во вращающихся слоях обусловлен изучением крупномасштабных атмосферных потоков. ДВ является частью глобальной атмосферной циркуляции, которая в значительной степени определяет формирование климата. Основной причиной возникновения крупномасштабных движений в атмосфере являются горизонтальные градиенты температуры, то есть крупномасштабные движения имеют конвективную природу. Анализ интегральных характеристик ДВ для атмосфер различных планет показал, что атмосфера в целом может опережать движение планеты, это явление было названо глобальной суперротацией. Проблема напрямую связана с диффузией и транспортом углового момента в атмосфере. В [1] было сделано предположение, что перенос углового момента в основном происходит за счет меридиональной циркуляции и горизонтальной диффузии. Распределение углового момента и суперротация во вращающемся цилиндрическом канале были численно исследованы в [2]. Было показано, что суперротация определяется граничными условиями на стенках канала.

В данной работе мы возвращаемся к экспериментальному исследованию конвективного течения во вращающемся плоском цилиндрическом слое с применением современных измерительных методов.

2 Лабораторная установка и методика измерений

На рис. 1 изображена экспериментальная установка. Для измерения полей скорости использовалась система PIV «Полис», разработанная и изготовленная в

Институте Теплофизики СО РАН. Система включает в себя двойной импульсный Nd -YAG лазер, блок управления, цифровую видеокамеру и компьютер. Синхронизация работы лазера и видеокамеры, измерения и обработка результатов производились при помощи программного пакета Actual Flow, разработанного в ИТ СО РАН. Методом PIV, измерялись поля скорости в жидкости (1) во вращающемся прозрачном цилиндре (2) диаметром 300 мм, изготовленном из оргстекла. Толщина слоя жидкости во всех экспериментах составляла 30 мм, поверхность была открытой. В качестве рабочей жидкости использовалось трансформаторное масло. Угловая скорость вращения цилиндра была постоянна и равнялась 0.069 с^{-1} с точностью 0.002 с^{-1} . Вращение осуществлялось при помощи редуктора с коллекторным электродвигателем (3). Локализованный поток тепла осуществлялся при помощи электрических нагревателей. Один из нагревателей (4) располагался заподлицо с дном в центральной зоне таким образом, что ось вращения системы проходила через его центр. Диаметр нагревателя составлял 105 мм. Второй (5) в виде кольца шириной 20 мм располагался по периферии модели.

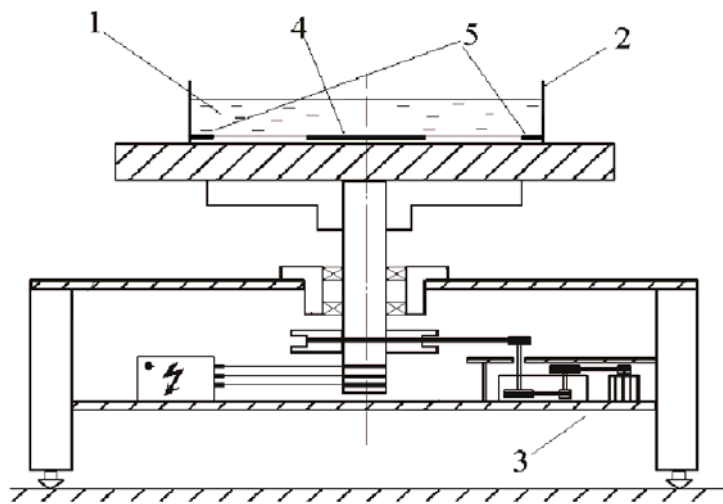


Рис. 1 – Экспериментальная установка.

В случае подогрева жидкости на периферии, в модели устанавливалась прямая меридиональная ячейка, схематически изображенная на рис. 2 (слева), с подъемным течением над нагревателем и опускным в центральной области модели. В случае подогрева жидкости в центре модели, устанавливался режим течения, схематически

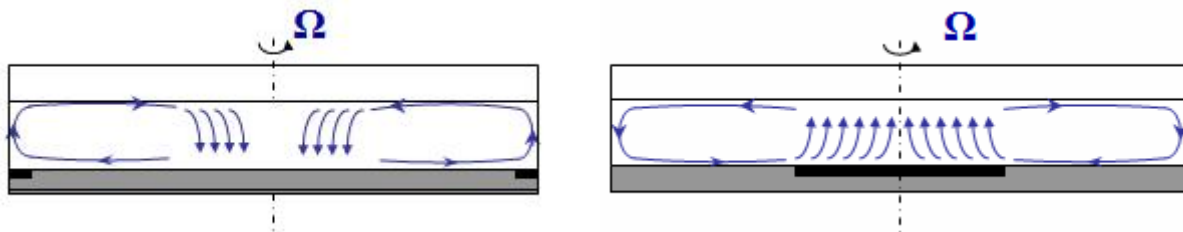


Рис. 2 – Схематичное изображение прямой (слева) и обратной (справа) конвективных меридиональных ячеек.

изображенный на рис. 2 (справа), с подъемным течением в центре и опускным на периферии – обратная меридиональная ячейка. Контролируемыми параметрами эксперимента, определявшими течение в слое, были скорость вращения кюветы и мощность нагревателя, но для описания наблюдаемых режимов и обобщения результатов удобнее пользоваться безразмерными параметрами.

Для характеристики вращения использовалось число Экмана: $E = \nu/2\Omega h^2$. В качестве характеристики величины нагрева использовалось число Грасгофа, определяемое через поток тепла от нагревателя следующим образом: $Gr_f = g\beta h^4 q / c\rho\chi\nu^2$, где g - ускорение свободного падения, β – коэффициент объемного расширения трансформаторного масла, h – толщина слоя, q – поток тепла ($q = P/S$, где P - мощность нагревателя, S – его площадь), c – теплоемкость, χ - коэффициент температуропроводности, ν – коэффициент кинематической вязкости. Зависимость числа Грасгофа от мощности нагрева показана на рис. 3.

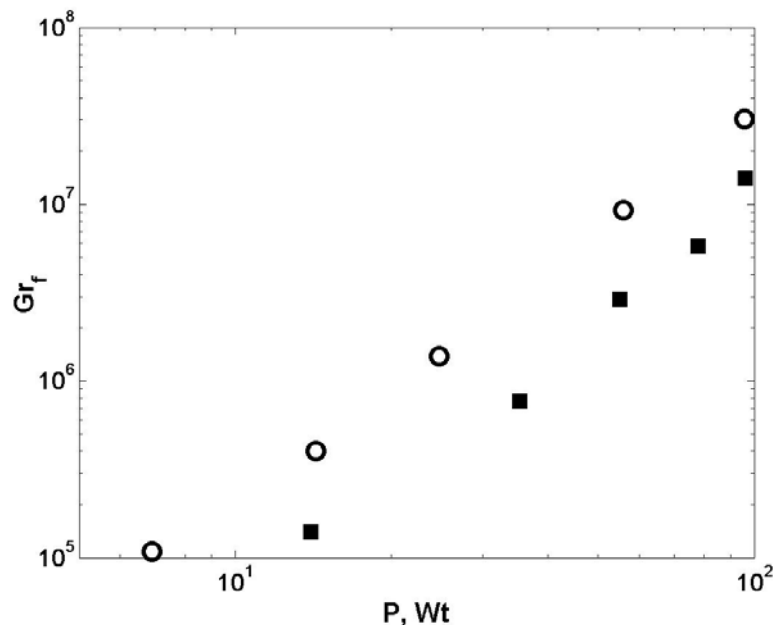


Рис. 3 – Зависимость числа Грасгофа Gr_f от мощности нагрева P , квадраты соответствуют прямой циркуляции, круги – обратной.

3 Результаты

В случае слабого нагрева на периферии прямая меридиональная ячейка занимает весь слой, обеспечивая радиальное течение, направленное к периферии в нижнем слое и направленное к центру в верхнем. С ростом нагрева меридиональная ячейка прижимается к периферии (рис. 4а).

Функция тока для меридионального поля скорости, показанная на рис. 4, определялась соотношением: $\partial_z \psi = -rV_r$, $\partial_r \psi = rV_z$, где V_r – радиальная компонента вектора скорости, а V_z – вертикальная компонента вектора скорости. Формирование дифференциального вращения в такой системе происходит следующим образом. Действие силы Кориолиса на радиальное движение приводит к появлению циклонического течения в верхнем слое и антициклонического течения около дна.

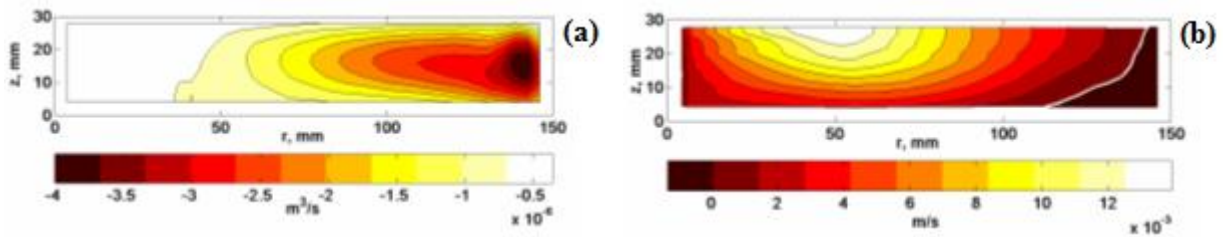


Рис. 4 – Функция тока (а) и среднее азимутальное поле скорости (b) для прямой меридиональной ячейки, $Gr_f = 1,4 \cdot 10^7$. Белая изолиния скорости на правом рисунке показывает границу между циклоническим и антициклоническим движением. Значения азимутальных скоростей приведены относительно вращающейся системы отсчета, связанной с дном модели.

Затем транспорт углового момента за счет меридиональной циркуляции и диффузия за счет вязкости приводит к стационарному режиму (рис. 4b). Максимум циклонической скорости расположен в верхней части слоя, на среднем радиусе, максимум антициклонической скорости расположен около дна и смещен к внешней стенке.

Локальный нагрев в центральной части дна создает вертикальный и горизонтальный градиенты температуры. Горизонтальный градиент температуры приводит к образованию обратной меридиональной ячейки (рис. 2, справа). Течение в нижней части направлено к центру, а над центральной частью формируется интенсивное подъемное течение. В верхней части слоя радиальное движение направлено к периферии. На рис. 5 показаны функция тока и распределение азимутальной скорости в вертикальном сечении для наибольшего значения числа Грасгофа ($Gr_f = 3,1 \cdot 10^7$). С ростом Gr_f циклоническое движение занимает центральную часть слоя, вытесняя антициклоническое движение на периферию.

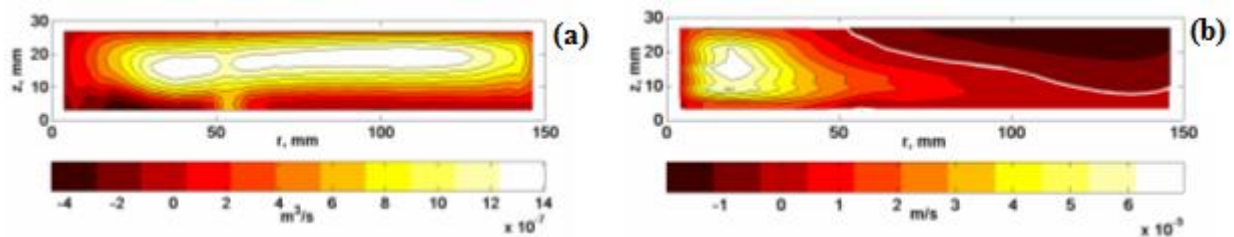


Рис. 5 – Функция тока (а) и среднее азимутальное поле скорости (b) для обратной меридиональной ячейки, $Gr_f = 3,1 \cdot 10^7$. Белая изолиния на правом рисунке показывает границу между циклоническим и антициклоническим движением.

В случае дифференциального вращения существует обмен моментом между жидкостью и моделью. На стадии установления стационарного режима в жидкости поток этого момента в общем случае не равен нулю. Когда режим течения в жидкости достигает стационарного состояния, обмен моментом импульса существует по-прежнему, но суммарный поток момента через границу слоя становится равным нулю. При этом интегральный момент импульса слоя жидкости может оказаться большим, чем твердотельный момент этого слоя при той же угловой скорости модели или меньшим.

Для количественной характеристики этого отличия используется величина S , введенная в [2], вычисляемая по формуле:

$$S = (L - L_s) / L_s,$$

где $L = \rho \int_{\delta_1}^{h-\delta_2} dz \int_{\delta_3}^{R-\delta_4} r dr \int_0^{2\pi} r V_\varphi(z, r, \varphi) d\varphi$ – интегральный момент импульса слоя,

L_s – интегральный момент импульса слоя в случае твердотельного вращения. Если $S > 0$, то говорят, что имеет место глобальная суперротация, если $S < 0$, то говорят, что имеет место глобальная субротация жидкости.

На рис. 6 показана зависимость S от числа Грасгофа. Видно, что величины глобальной суперротации и субротации монотонно увеличиваются с ростом Gr_f . Однако величина глобальной суперротации растет быстрее и достигает больших значений при одинаковых числах Грасгофа. Возможно, различная эффективность суперротации и субротации вызвана различной пространственной структурой меридиональной циркуляции.

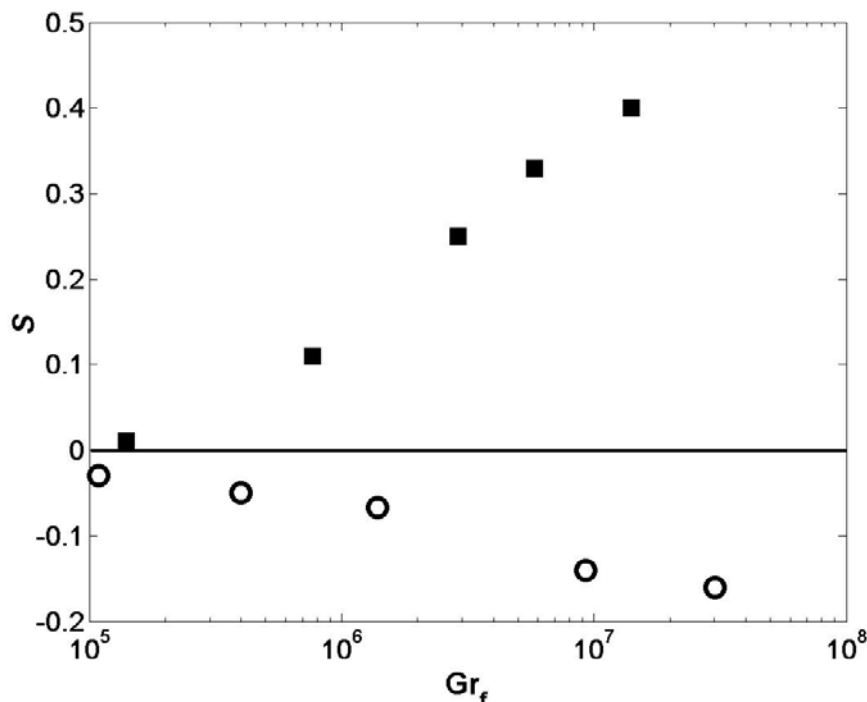


Рис. 6 – Зависимость величины глобальной суперротации от числа Грасгофа; квадраты соответствуют прямой циркуляции, круги – обратной.

Как отмечалось ранее, структура меридионального течения различна для прямой и обратной ячеек. Для того, чтобы оценить насколько структура меридионального течения влияет на его энергию, мы рассчитали кинетическую энергию радиального движения (она несколько меньше полной кинетической энергии меридионального течения) для прямой и обратной ячеек. Зависимость кинетической энергии радиального движения W_r от числа Грасгофа Gr_f показана на рис. 7. Хорошо видно, что энергия для обоих типов циркуляции, несмотря на различную пространственную структуру,

зависит от числа Грасгофа подобным образом. Зависимость $W_r(Gr_f)$ дана в логарифмических координатах и наклон прямой показывает степенную зависимость близкую к "1/2". Обращая внимание на зависимость числа Грасгофа от мощности нагрева (рис. 3) можно заключить, что энергия радиального движения линейно зависит от мощности нагрева, независимо от расположения области нагрева.

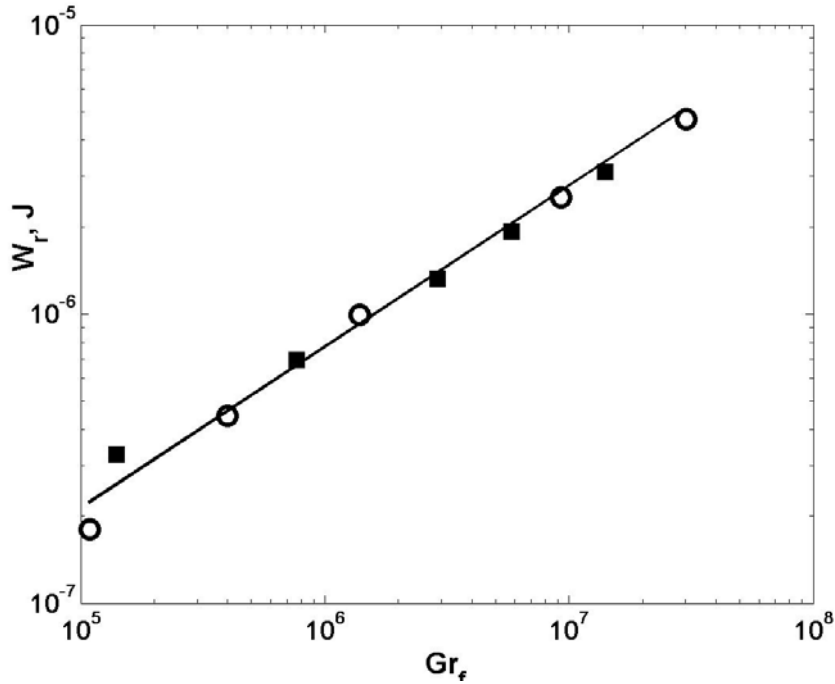


Рис. 7 – Зависимость кинетической энергии радиального движения W_r от числа Грасгофа Gr_f ; квадраты соответствуют прямой циркуляции, круги – обратной.

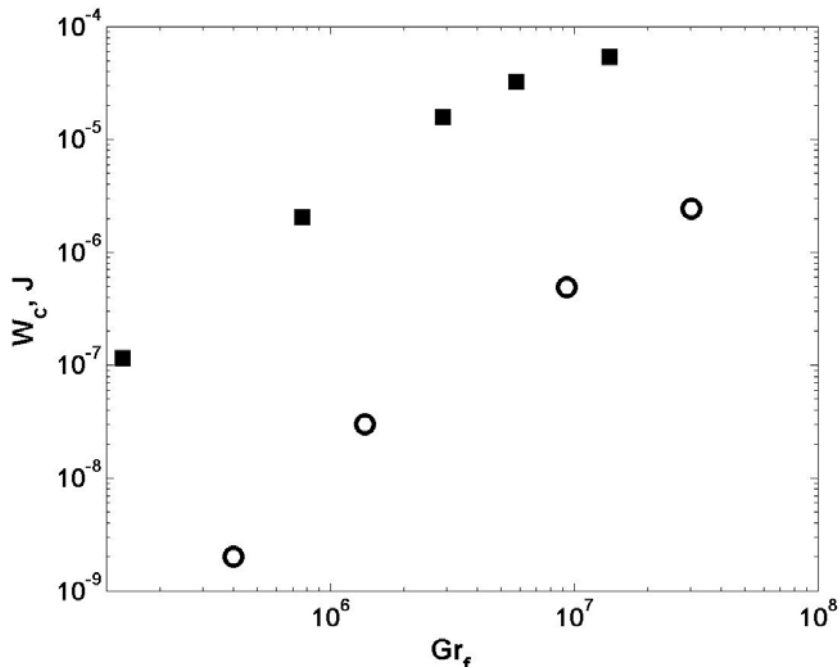


Рис. 8 – Зависимость кинетической энергии циклонического движения W_c от числа Грасгофа Gr_f ; квадраты соответствуют прямой циркуляции, круги – обратной.

Расчет полной кинетической энергии циклонического движения для обоих типов меридиональной циркуляции в зависимости от числа Грасгофа (рис. 8) показал, что прямая циркуляция приводит к заметно более интенсивному циклоническому движению, но, несмотря на это, зависимости энергии циклонического движения для обоих типов подобны.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект РФФИ 07-05-00060).

Литература

1. *Gierasch, P.J* (1975) Meridional Circulation and the Maintenance of the Venus Atmospheric Rotation. *J. Atmos. Science*, Vol. 32, pp. 1038.
2. *Read, P.L.* (1986) Super-rotation and diffusion of axial angular momentum: I. "Speed limits" for axisymmetric flow in a rotating cylindrical fluid annulus. *J.R. Met. Soc.*, Vol. 112, pp.231–252.

Laboratory modeling of meridional atmosphere circulation and super-rotation

Abstract. *The evolution of a large-scale azimuthal velocity field in a rotating cylindrical layer of fluid (radius 150 mm, depth 30 mm, free upper surface) with meridional convective circulation was studied experimentally. Two cases were considered: inward upper level circulation provided by a rim heater at the periphery and outward upper level circulation provided by a central heater. The heating rate is characterized by the Grashoff number defined through the heat flux. The detailed 3D structure of the mean large-scale velocity field is reconstructed using the PIV technique for large interval of Grashoff number values. It was shown that the energy of meridional circulation grows with the Grashoff number in the same way for both directions of circulation. Due to the action of the Coriolis force the meridional flow results in differential rotation. Meridional circulation leads to substantial variation of the integral angular momentum. Inward circulation results in the growth of the integral angular momentum and outward circulation causes it to decrease. At the same heating power, the increase of angular momentum at inward circulation is much stronger than its decrease at outward circulation.*

Keywords: *super-rotation, meridional circulation, differential rotation, angular momentum.*

С.В. Иванов, к.г.н., Ю.О. Паламарчук, асп.

Одесский государственный экологический университет

ВЛИЯНИЕ СИНОПТИЧЕСКОЙ СИТУАЦИИ НА СИСТЕМАТИЧЕСКУЮ ОШИБКУ МОДЕЛИ

Аннотация. *Рассматривается связь систематической ошибки модели ММ5 в полях геопотенциала, температуры и относительной влажности с синоптическими процессами, развивающимися над Атлантическим океаном в зимний период. Показана эволюция ошибки в процессе численных расчетов и определены области барических образований, с которыми связаны максимальные значения ошибки.*

Ключевые слова: *систематические и случайные ошибки; синоптическая ситуация; поля геопотенциала, температуры и влажности*

1 Введение

На сегодняшний день в численном моделировании атмосферных процессов считается общепринятым, что общая ошибка прогноза обусловлена двумя факторами. Во-первых, систематической ошибкой модели, которая складывается из ошибки гидродинамической схемы и ошибок физических параметризаций. Во-вторых, случайной ошибкой в начальных условиях. Разделить вклад каждой из этих компонент на практике невозможно из-за отсутствия знания истинного состояния атмосферы. Более того, систематическая ошибка модели при разных синоптических ситуациях не остается постоянной, что приводит в процессе интегрирования модели по времени к случайным ошибкам решения.

Одним из первых исследований зависимости систематических ошибок модели от аномалий состояния атмосферы можно считать работу [11]. В ней поправка определяется на основе статистических характеристик систематических ошибок модели, установленных для рассматриваемых синоптических ситуаций. Такая поправка представлена в виде оператора коррекции. Однако, использование линейной зависимости ошибки модели от состояния атмосферы, основанной на статистических связях, существенно ограничивает применение этого метода для сложных погодных условий, в которых значительно возрастает роль нелинейностей.

В работе [4] был предложен метод определения ошибки модели в зависимости от состояния атмосферы на основе сравнения двух прогонок модели, стандартной и модифицированной. Реализация последней осуществлялась с добавлением шума с заданным распределением. Полученный таким способом оператор коррекции позволил расширить продолжительность оправдываемости прогноза до периода, сопоставимого с тем, который определяется случайными ошибками в начальных данных. Этот метод требует решения линейной системы уравнений, размерность которой определяется числом степеней свободы в модели. Последнее пропорционально числу узлов модельной сетки, что делает невозможным применение данного метода в оперативной практике.

Коррекция прогноза на основе стохастической параметризации в модели низкого порядка была предложена в работе [16]. Численные эксперименты показали, что такой подход улучшает оценки среднего по ансамблю состояния и сокращает разброс краткосрочных прогнозов в ансамбле, но при этом детерминированный прогноз с коррекцией на основе стохастической параметризации ухудшается. Там же было установлено, что результат в значительной степени зависит от временного масштаба

атмосферного процесса и значения среднеквадратичного отклонения, задаваемого в стохастическом члене, но слабо зависит от пространственного масштаба.

Диагностические исследования, выполненные в Европейском Центре Среднесрочных Прогнозов Погоды (ЕЦСПП) [7] на независимых выборках, показали, что связанная с состоянием атмосферы ошибка модели составляет около 10% от общей ошибки прогноза. При этом отмечается, что многие аспекты данной проблемы требуют дополнительных исследований и лучшего понимания.

В [10] для оценки успешности прогнозов наряду с аномалиями в корреляционных зависимостях поля геопотенциала рассматривался Лапласиан геопотенциала на уровне 500 гПа. Следует отметить, что Лапласиан, как важная характеристика завихренности барического поля, широко применяется в исследованиях атмосферы. В частности, Лапласиан в сочетании с уравнением дивергенции используется для восстановления вертикальной термодинамической структуры атмосферы выше пограничного слоя между синоптическими сроками по данным дистанционных зондирований в работе [3]. Как характеристическая величина, Лапласиан, выраженный остаточным членом в уравнении дивергенции [6], отображает особенности мезомасштабного горизонтального перемешивания на линии шквалов. Своевременное упреждение роста модельных ошибок на ранних этапах численного прогноза за счет контроля над высокочастотными осцилляциями при инициализации модели также основывается на преобразовании Лапласа поля геопотенциала [12]. В данной работе предлагается использовать Лапласиан в качестве количественного критерия для выделения областей вогнутости и выпуклости в поле геопотенциала (циклонов и антициклонов), с которыми связаны систематические модельные ошибки различных знаков.

2 Данные и методология

В данной работе рассматривается эволюция ошибки модели MM5 при развитии циклонических атмосферных вихрей и связанных с ними фронтальных разделов над центральной частью Северной Атлантики. Изучение этой проблемы над океанской поверхностью позволяет исключить из рассмотрения орографические неоднородности подстилающей поверхности, которые значительно осложняют развитие процессов и увеличивают число факторов, влияющих на ошибку расчета.

Развитие атмосферных процессов моделировалось на сетке размером 139x75 узлов по широте и долготе, соответственно, с разрешением 81 км и 40 вертикальными уровнями. Использовались следующие схемы параметризации, определенные по результатам предыдущих исследований [2, 9] как оптимальные для средних широт на сетках с вышеуказанным разрешением. Первую группу образовали схемы параметризаций Рейснера (Reisner) для микрофизических процессов, Каина-Фритча (Kain-Fritch) для кучевой конвекции, пограничного слоя MRF Хонга-Пена (Hong-Pan) и CCM2 радиационных преобразований в атмосфере. Во вторую группу включены схемы параметризаций микрофизики Рейснера, конвективной облачности Греля (Grell), Блекадара (Blackadar) высокого разрешения для планетарного пограничного слоя атмосферы и RRTM для радиационных процессов [5].

В качестве начальных и граничных по области интегрирования условий использовался ре-анализ ERA40 с Гауссовой сеткой N80 [15]. Интегрирование модели начиналось 1 января 2002 года и продолжалось до 28 февраля 2002 года без коррекции начальных условий. Это позволяло, после насыщения и выхода систематической ошибки модели на статистически стационарный уровень [1], отделить ее от влияния случайных ошибок за счет обновления начальных условий. Такой подход дает возможность рассматривать модельный сценарий развития атмосферных процессов в

пределах области интегрирования, за исключением зон релаксации, определяемый двумя основными факторами: характеристиками самой модели и начальными условиями, определяемыми единожды. Тогда в дальнейшем ре-анализ может быть использован в качестве “истинного” состояния атмосферы, относительно которого оценивается ошибка модели. Следует отметить, что ре-анализ не лишен недостатков, которые подробно изложены в [8]. Однако, среди них нет таких, которые бы могли существенным образом повлиять на оценку систематической ошибки атмосферных величин в модели над рассматриваемым регионом, за исключением поля влажности в пограничном слое.

Оценка ошибки модели выполнялась для периода с 15 января по 28 февраля 2002 года с шагом по времени 6 часов. В течение первых двух недель интегрирования наблюдался рост систематической ошибки модели до выхода ее на статистически стационарный режим [1]. Можно считать, что при отсутствии обновления начальных условий, к концу этого периода модельная траектория определяется только граничными по области условиями и свойствами самой модели, но не зависит от начальных условий. Поэтому начальный двухнедельный период, на котором случайные ошибки в начальных данных могли сказаться на общей оценке ошибок, был исключен из рассмотрения.

В данном исследовании под ошибкой ($err_{i,j}$) понимается разность между модельными полями и полями ре-анализа в i -ом узле расчетной сетки:

$$err_i = x_i^m - x_i^r, \quad (1)$$

где x_i^r , x_i^m – поля величин ре-анализа и модели, соответственно.

Для определения типа завихренности и последующего анализа систематических ошибок модели, связанных с каждым из типов атмосферных вихрей выполнялся расчет Лапласиана по уравнению:

$$l = \frac{\nabla^2 H}{4} = \frac{1}{4} \left(\frac{d^2 H}{dx^2} + \frac{d^2 H}{dy^2} \right), \quad (2)$$

или в конечно-разностном представлении:

$$l_{ij} = \frac{1}{4} (H_{i+1,j} + H_{i-1,j} + H_{i,j+1} + H_{i,j-1}) - H_{i,j}, \quad (3)$$

где l_{ij} – значение Лапласиана в заданном узле поля, H_{ij} – значения геопотенциала по данным ре-анализа ERA40.

Положительные значения Лапласиана ($l_{ij} > 0$) позволяли количественно определить границы циклонических вихрей и связанные с ними ложбины, а отрицательные значения ($l_{ij} < 0$) указывали, соответственно, на антициклональную завихренность и гребни. Можно отметить, что несколько иной подход для определения поля завихренности применен в [14]. В нем оценка поля завихренности производится по u –компоненте ветра, расчет которой основывается на теореме Стокса. Положительные значения u соответствуют циклоническому типу циркуляции, а отрицательные значения u , соответственно, антициклональному вихрю.

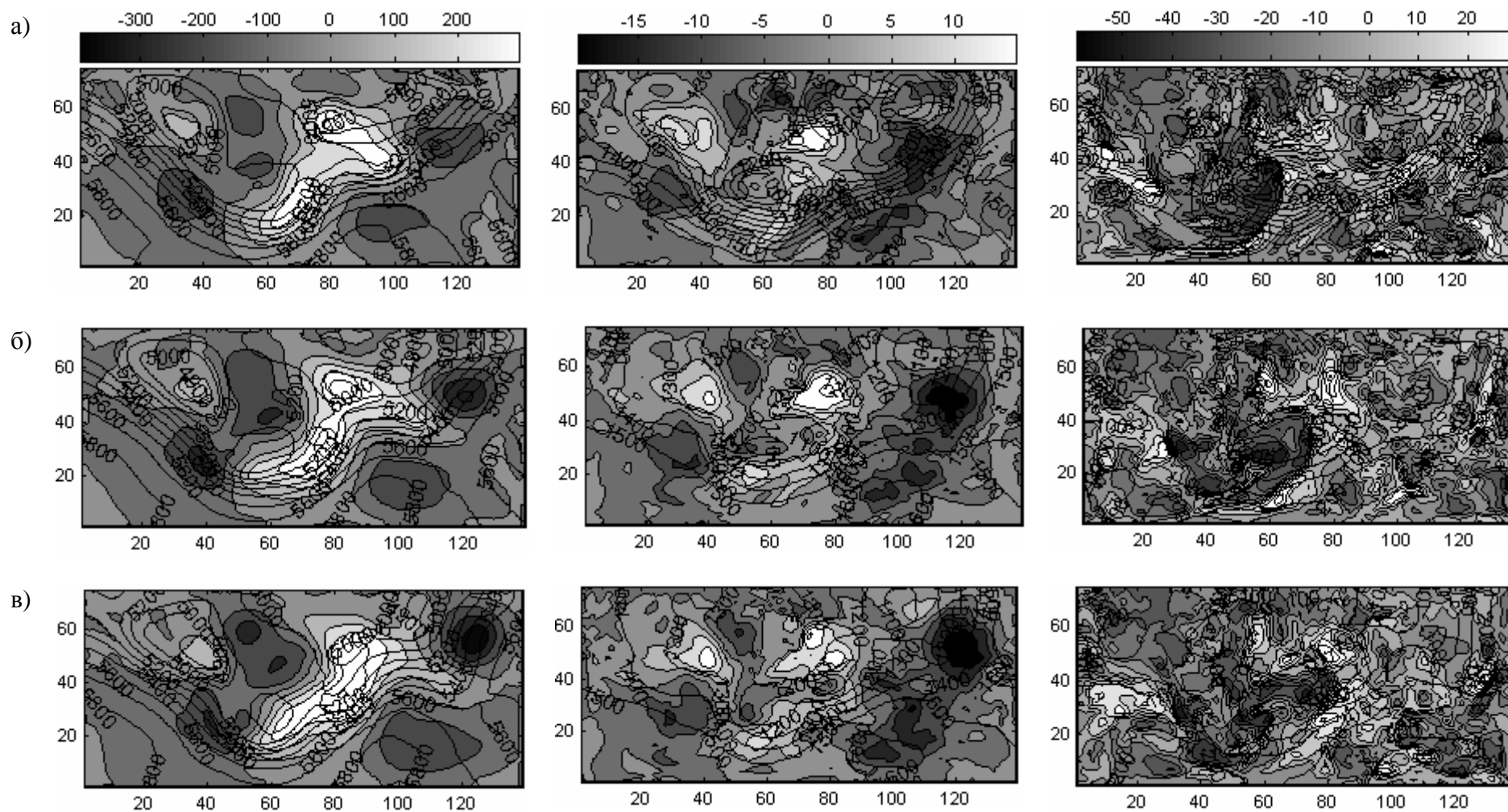


Рис. 1 – Эволюция систематических ошибок прогноза геопотенциала на поверхности 500 гПа (левая колонка), температуры на поверхности 850 гПа (центральная колонка), относительной влажности у поверхности земли (правая колонка) на 26.01.2002 г. 06 часов (а), 26.01.2002 г. 18 часов (б), 27.01.2002 г. 06 часов (в). Изолинии соответствуют значению геопотенциала на соответствующих поверхностях по данным реанализа. Фонем показана величина ошибки модели.

3 Результаты

В зимний сезон 2002 года над Атлантикой господствовал западный перенос, на фоне которого зарождались, трансформировались и заполнялись обширные по площади циклонические образования, чередующиеся с гребнями и ложбинами. Над территорией Европы в это время в большей степени проявлялось влияние поля высокого давления Сибирского антициклона, что характерно для барического поля зимних месяцев.

Интегрирование модели за рассматриваемый период позволило установить следующие закономерности эволюции систематической ошибки модели. На рис. 1 представлен один из типичных примеров эволюции ошибок модели геопотенциала, температуры и относительной влажности при перемещении циклонов с запада на восток, северо-восток в течение 26–27 января 2002 года.

Расчет Лапласиана как дифференциальной характеристики поля геопотенциала выполнялся на каждый синоптический срок. Использование этой величины в качестве количественного критерия позволило разграничить области с циклонической и антициклональной циркуляцией. Областям низкого давления соответствовали положительные значения Лапласиана, а областям повышенного давления, соответственно, отрицательные значения. Анализ ошибок полученных отдельно по каждому из типов областей, в зависимости от знака Лапласиана, позволил выявить ряд закономерностей развития систематических ошибок модели в зависимости от текущего состояния атмосферы и дать им количественную оценку.

На рассматриваемой области в атмосфере имели место постоянные интенсивные перестройки термобарического поля. Циклоны, зарождающиеся у северо-восточных берегов Канады, перемещались с запада на восток с небольшой отклоняющей южной составляющей. С ними, главным образом, были связанные области максимальных модельных ошибок. С момента образования волнового возмущения формируется область ошибки численного расчета в полях геопотенциала и температуры. На этой стадии вносится значительная погрешность в описание атмосферного потока, обусловленная неадекватным расчетом небольших по размерам и быстро смещающихся вихрей. Важность их учета и роль в переносе потоков тепла и завихренности в крупномасштабном потоке отмечалась в [13].

Следует отметить устойчивые тенденции для модельных ошибок при рассматриваемых синоптических ситуациях. Например, температура у теплых и холодных воздушных масс в нижних и средних слоях атмосферы занижается в среднем на 1° , при максимальных ошибках от -2.3° на поверхности 700 гПа в поле повышенного давления, до $+2.7^\circ$ в поле низкого давления на том же уровне. Это, в свою очередь, приводит к смещению изобарических поверхностей в модели относительно их “истинного” положения. Обширные области модельных ошибок одного знака перемещаются вместе с ведущим потоком. По мере прогрева (охлаждения) воздушных масс области ошибок диссипируют. На нижних уровнях этот процесс происходит интенсивнее. Амплитуды средних ошибок в пределах погранслоя достигают меньших значений, чем на верхних уровнях атмосферы. С высотой области систематических ошибок модели могут сохраняться достаточно продолжительное время и даже регенерировать. Области максимальных ошибок температуры в средней тропосфере располагаются в тыловых частях высотных ложбин и гребней. При развитии циклона отмечается быстрый рост ошибки расчета геопотенциальной высоты, как по площади, так и по абсолютной величине, на всех изобарических поверхностях. Это приводит к тому, что глубина обширных барических ложбин в средней и верхней тропосфере недооценивается в модели в среднем от 30 м на уровне 500 гПа до 60 м на

уровнях 300 и 200 гПа. В области гребней и ложбин на всех поверхностях модельные ошибки имеют близкие по абсолютной величине значения противоположных знаков.

Другая особенность модельной систематической ошибки поля геопотенциала проявляется в следующем. При развитии мощных синоптических образований наблюдается завышение расчетных значений геопотенциала в области низкого давления и занижение их в области высокого давления. Это приводит к занижению в модели градиента в полях геопотенциала при развитии экстремальных погодных условий и последующей недооценке кинематических характеристик атмосферных вихрей.

Систематическая ошибка модельных расчетов температуры, главным образом, связана с завышением значений температуры в области адвекции холода в тыловых частях циклонов и занижением их в области адвекции тепла в передних частях циклонов. Такое перераспределение сказывается в расчетах на оценках продолжительности существования циклонических вихрей.

Рис. 2–4 и табл. 1 подтверждают высокую степень зависимости знака систематических ошибок модели от типа преобладающих атмосферных вихрей. В частности, значения геопотенциала в модели в свободной атмосфере завышаются в области низкого давления и занижаются в гребнях и антициклонах, что ведет к недооценке градиентов давления и занижению интенсивности потока. Модельные значения температуры в средней атмосфере завышаются в циклонах и ложбинах и

Рис. 2 – Эволюция ошибки температуры на уровне 500 гПа, осредненной по области низкого давления (Лапласиан положителен).

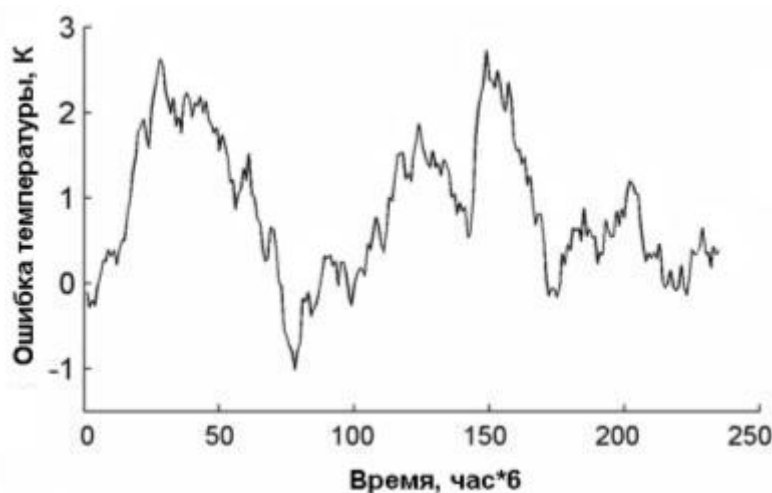
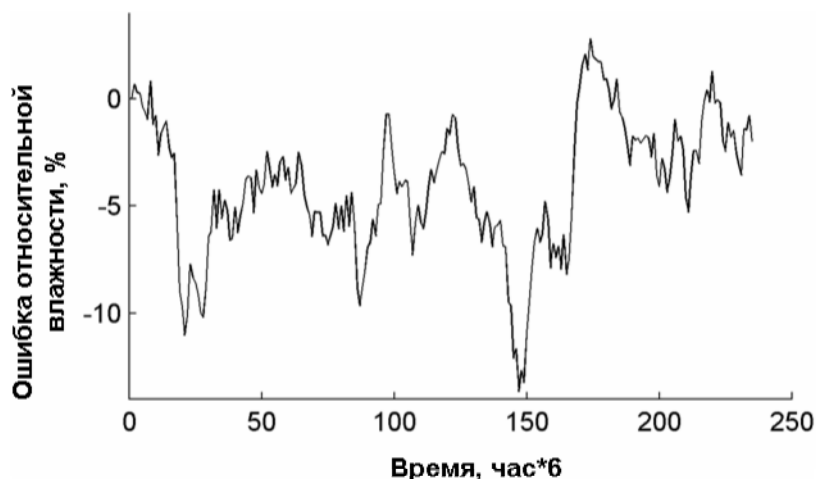


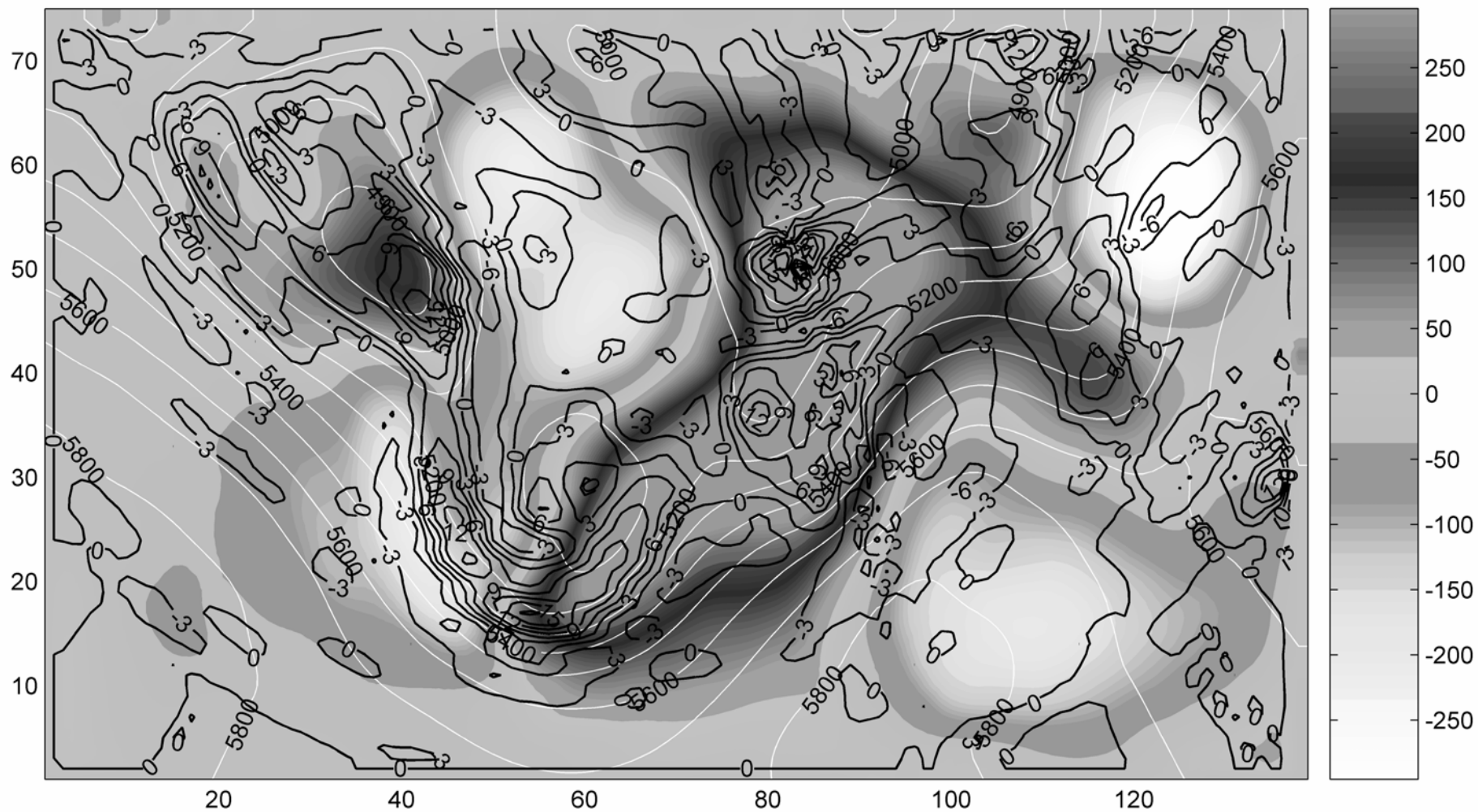
Рис. 3 – Эволюция ошибки относительной влажности на уровне 850 гПа, осредненной по области высокого давления (Лапласиан отрицателен).



занижаются в антициклонических структурах. Можно так же отметить, что в приземном слое абсолютные значения систематических ошибок модели при расчете барических и термических полей почти вдвое выше. По-видимому, это связано с дополнительными погрешностями, которые привносятся за счет неадекватного описания особенностей взаимодействия атмосферы с подстилающей поверхностью.

Таблица 1 – Ошибки температуры, геопотенциала и относительной влажности, осредненные во времени и по заданному знаку лапласиана пространству на стандартных изобарических поверхностях, и максимальные/минимальные их отклонения.

Тип барического поля		циклоническое					
Уровень, гПа		1000	850	700	500	300	200
Ошибка геопотенциала, м	max	33.3	84.6	93.4	119.4	172.9	157.3
	min	-72.0	-36.5	-32.1	-18.2	-10.3	-9.5
	mean	-27.1	10.8	16.2	31.2	58.3	56.7
Ошибка температуры, К	max	0.7	1.5	2.7	3.9	2.3	1.3
	min	-1.8	-1.2	-1.0	-0.0	-0.3	-3.8
	mean	-0.6	-0.1	0.9	1.8	1.0	-0.7
Ошибка отн. влажности, %	max	-0.5	7.3	6.4	6.5	10.1	14.1
	min	-9.1	-7.3	-10.6	-9.4	-8.3	1.7
	mean	-4.8	0.6	-2.3	-1.2	2.2	6.9
Тип барического поля		антициклональное					
Уровень, гПа		1000	850	700	500	300	200
Ошибка геопотенциала, м	max	-17.3	45.5	45.7	40.9	37.2	55.7
	min	-110.0	-71.3	-73.5	-86.5	-110.2	-115.3
	mean	-73.0	-23.9	-26.8	-32.3	-38.9	-33.2
Ошибка температуры, К	max	2.4	1.0	1.0	1.0	1.7	4.5
	min	-0.5	-1.4	-2.3	-2.4	-0.2	-2.1
	mean	1.1	-0.3	-0.6	-0.4	0.8	2.4
Ошибка отн. влажности, %	max	0.8	17.4	12.6	1.0	-11.4	9.3
	min	-8.5	-2.7	-4.0	-13.6	-28.1	-19.9
	mean	-2.9	7.5	3.2	-6.1	-19.5	-8.9



В синоптических ситуациях, характеризующихся малоградиентным полем давления, систематическая ошибка расчета геопотенциала незначительна.

В отличие от полей температуры и геопотенциала поле относительной влажности характеризуется существенной мезо-масштабной изменчивостью. Естественно ожидать, что и структура полей ошибки относительной влажности будет иметь иной характер.

В частности, ячеистая структура полей ошибки относительной влажности отмечается во всех частях барических образований на всех влагонесущих поверхностях. Такая ячеистая структура хорошо согласуется с областями Лапласианов определенного знака. Модельное пересушивание средней и верхней тропосферы, ранее описанное в терминах пространственно вертикального и горизонтального распределения ошибки влажности модели в [2], в значительной мере обусловлено недооценкой влаги в барических гребнях (рис.3). При этом, переоценка содержания влаги в пограничном слое, в среднем на 17%, также происходит в антициклональных полях. На границах термически неоднородных воздушных масс отмечается наличие соседствующих областей больших значений ошибок противоположного знака. Это особенно характерно для теплых атмосферных фронтов, перед которыми в приземном слое более холодный воздух переувлажняется моделью, а теплая воздушная масса, следующая за ним, осушается.

4 Выводы

Результаты данного синоптико-статистического исследования показывают, что систематическая ошибка модели, которая определяется консервативными характеристиками, такими как гидродинамическая схема и схемы физических параметризаций, может изменяться в зависимости от конкретной синоптической ситуации. В силу этого, систематическая ошибка модели, в определенном смысле, имеет некоторую случайную добавку, неравномерно распределенную во времени и пространстве. Это обстоятельство необходимо учитывать при анализе результатов интегрирования модели.

Области максимальных ошибок модели температуры и геопотенциала связаны с высотными ложбинами и гребнями, градиентными зонами их взаимодействия и тыловыми частями низких циклонов. Ошибки геопотенциала и температуры в модели, зависящие от конкретной синоптической ситуации, возникают в момент образования неустойчивости на атмосферном потоке и растут по мере развития барических образований. Температура и теплых и холодных воздушных масс в нижних и средних слоях атмосферы недооценивается в среднем на 1° , тогда как на верхних уровнях большие значения ошибок противоположных знаков (более 6°) компенсируют друг друга, тем не менее, демонстрируя их зависимость от типа барических образований.

Ошибки относительной влажности в нижней тропосфере ярко выражаются на теплых фронтах интенсивных циклонических вихрей. Наибольших значений ошибки модели достигают на границах взаимодействия областей высокого и низкого давлений, мощность которых определяет степень интенсивности протекающих атмосферных процессов. Недооценивание влаги средней и верхней тропосферы, так же как и переоценка ее в пограничном слое, в значительной мере связаны с барическими гребнями.

Анализ ошибок, осредненных по отдельным областям, выделенным на основе значений Лапласиана геопотенциала, дает возможность установить закономерности формирования и эволюции систематических ошибок модели в зависимости от состояния атмосферы.

Литература

1. Иванов С.В., Паламарчук Ю.О. Оценка систематической ошибки модели MM5 при различных схемах параметризации. – Укр. гидромет. журнал, 2007, № 2, с. 53–64.
2. Иванов С.В., Паламарчук Ю.О. Диагноз и расчет осадков во внетропических широтах в модели MM5. – Вестник ОГЭКУ, 2008, № 5, с. 100–111.
3. Businger, S. et al. (2001) Extraction of geopotential height and temperature structure from profiler and rawinsonde winds. Am. Meteor. Soc., Vol. 129, pp.1729-1739.
4. DelSole, T. and A. Y. Hou (1999) Empirical correction of a dynamical model. Part I: Fundamental issues. Mon. Wea. Rev., 127, pp.2533–2545.
5. Dudhia, J. A (1993) Nonhydrostatic version of the Penn State/NCAR mesoscale model: Validation tests and simulation of an Atlantic cyclone and cold front. Mon.Wea.Rev., Vol.121, pp.1493–1513.
6. Fankhauser, J.C. (1974) The derivation of consistent fields of wind and geopotential height from mesoscale rawinsonde data. Journal of Applied Meteorology, Vol. 13, pp. 637-646.
7. Ferrant, L., E. Klinker, A. Hollingsworth and B. Hoskins (2002) Diagnosis of systematic forecast errors dependent on flow anomalies. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 128, pp.1623-1640.
8. Hagemann, S., K. Arpe, L. Bengtsson and I. Kirchner (2005) Validation of the hydrological cycle of ERA40. ERA40 Project Report Series, pp.24–42.
9. Ivanov, S., C. Simmer, J. Palamarchuk, S. Bachner (2008) Estimation of the systematic error of precipitation and humidity in the MM5 model. Advances in Geosciences, 16, pp.97-107.
10. Krishnamurti, T.N., K. Rajendran, T.S.V. Vijava Kumar et al. (2003) Improved skill for the anomaly correlation of geopotential heights at 500 hPa. Monthly Weather Review, Vol. 131, pp.1082–1102.
11. Leith, C.E. (1978) Objective methods for weather prediction. Annu. Rev. Fluid Mech., 10, pp. 107–128.
12. Lynch, P. (1985) Initialization of a barotropic limited-area model using the Laplace transform technique. Monthly Weather Review, Vol. 113, pp. 1338–1344.
13. Ngar-Cheung Lau, Eero O. Holopainen (1984) Transient eddy forcing of the time-mean flow as identified by geopotential tendencies. Journal of the Atmospheric Sciences, Vol. 41, No. 3, pp. 313–328.
14. Tanaka, H.L., Ritsuko Kanohgi and Tetsuzo Yasunari (1996) Recent abrupt intensification of the Northern Polar vortex since 1988. J. Meteor.Soc. of Japan, v.74, №5, pp.947–954.
15. Uppala, S.M., P.W. Kållberg, A.J. Simmons, U. Andrae, V. da Costa Bechtold, M. Fiorino, J.K. Gibson, J. Haseler, A. Hernandez, G.A. Kelly, X. Li, K. Onogi, S. Saarinen, N. Sokka, R.P. Allan, E. Andersson, K. Arpe, M.A. Balmaseda, A.C.M. Beljaars, L. van de Berg, J. Bidlot, N. Bormann, S. Caires, F. Chevallier, A. Dethof, M. Dragosavac, M. Fisher, M. Fuentes, S. Hagemann, E. Hólm, B.J. Hoskins, L. Isaksen, P.A.E.M. Janssen, R. Jenne, A.P. McNally, J.-F. Mahfouf, J.-J. Morcrette, N.A. Rayner, R.W. Saunders, P. Simon., A. Sterl, K.E. Trenberth, A. Untch, D. Vasiljevic, P. Viterbo, J. Woollen (2005) The ERA-40 re-analysis. Q.J.R.Meteorol.Soc., Vol. 131, pp. 2961–3012.
16. Wilks, D.S. (2005) Effects of stochastic parametrizations in the Lorenz '96 system. Quart. J. Roy. Meteor. Soc., 131, pp. 389–407.

Impact of a synoptical pattern on the state-dependent model error

Abstract. The state-dependent error of the MM5 model for the geopotential, temperature and relative humidity fields in different synoptical patterns during a winter season over the Atlantic Ocean is considered. The evolution of the model error throughout the integration period is shown. Parts of synoptical patterns responsible for the largest model error are outlined.

Keywords: systematic and random errors, synoptic pattern, geopotential, temperature and relative humidity field.

М.В. Калашник¹, к. ф.–м. н., **Б.Я. Шмерлин²**, к. ф.–м. н.

¹Государственный технический университет атомной энергетики, Обнинск, Россия.

²ГУ НПО “Тайфун”, Институт экспериментальной метеорологии, Обнинск, Россия.

СПОНТАННЫЙ РОСТ ВОЗМУЩЕНИЙ ТИПА УРАГАНА В ТЕОРИИ ВЛАЖНОКОНВЕКТИВНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ СЛОЯ АТМОСФЕРЫ

Аннотация. Проведено обобщение классической задачи Рэля о конвективной неустойчивости слоя атмосферы на случай наличия конденсации водяного пара. Продемонстрировано принципиальное отличие “влажной” конвекции от конвекции Рэля: область неустойчивости в общем случае состоит из двух подобластей, в одной из которых наибольшей скоростью роста обладают локализованные возмущения - конвективные вихри со структурой, характерной для ураганов на ранней стадии. Найдено необходимое и достаточное условие существования такой подобласти.

Ключевые слова: теория влажноконвективной неустойчивости, “влажная” конвекция, конвекция Рэля, конвективные вихри, ураган.

1 Введение

Бурный рост количества публикаций, посвящённых исследованию влажноконвективной неустойчивости, связан со стремлением глубже понять механизмы зарождения тропических циклонов (ураганов), облачных систем, отдельных облаков, в развитии которых существенную роль играет выделение скрытой теплоты конденсации водяного пара. Исследование происходящих процессов осложняется тем, что объёмное тепловыделение, обусловленное фазовыми переходами, нельзя считать заданным. Оно определяется динамикой процесса, а именно, скрытая теплота конденсации выделяется лишь на восходящей ветви циркуляции, на нисходящей ветви поглощение тепла на испарение капель отсутствует в силу выпадения капель в виде дождя. Многие важные особенности таких процессов можно понять на основе упрощённых моделей, в которых в уравнения термогидродинамики вводится дополнительный источник тепла, обусловленный фазовыми переходами, пропорциональный вертикальной скорости при восходящих движениях и обращющийся в нуль при нисходящих. Однако и в такой упрощённой постановке до последнего времени вопрос оставался изученным крайне недостаточно, поскольку исследуемая задача становится существенно нелинейной: один из коэффициентов системы уравнений терпит разрыв на границе восходящих и нисходящих движений, положение которой заранее неизвестно и должно быть найдено в процессе решения задачи. Аналитические результаты были получены лишь для невязкой нетеплопроводной атмосферы [6–8,11]. Были построены семейства экспоненциально нарастающих со временем локализованных и периодических по пространству решений, для которых вертикальная скорость имела разрыв на границе областей восходящих и нисходящих движений. Оказалось, что чем меньше масштаб возмущения, тем быстрее оно развивается за счёт влажноконвективной неустойчивости. Был сделан вывод о том, что влажноконвективная неустойчивость приводит к росту возмущений масштаба кучевого облака и не может приводить к зарождению и развитию возмущений масштаба урагана. Очевидно, однако, что предпочтительный масштаб неустойчивых возмущений должен определяться именно диссипативными факторами, эффективно подавляющими мелкомасштабные движения. Попытки учесть вязкость и теплопроводность были предприняты в целом ряде полуаналитических и численных исследований [1–5,9,10], однако вопросы о структуре наиболее неустойчивых мод, о

границах области неустойчивости, о возможности нарастания локализованных возмущений остались не выясненными до конца в силу неизбежной фрагментарности численных исследований.

С учётом вязкости и теплопроводности в постановке, максимально приближенной к постановке классической задачи Рэля о конвективной неустойчивости слоя атмосферы, нами построена аналитическая теория влажноконвективной неустойчивости [12,13,16,17], позволившая дать исчерпывающие ответы на сформулированные выше вопросы. Как и следовало ожидать, решение “вязкой” задачи качественно отличается от решения “невязкой” задачи. В частности, упоминавшиеся выше семейства разрывных решений оказались лишены физического смысла за исключением одного, для которого, однако, радиус области восходящих движений обращается в нуль: оно одно может быть получено из “вязкой” задачи в результате соответствующего предельного перехода.

Предложенная теория позволяет с единой точки зрения интерпретировать результаты уже выполненных численных исследований проблемы, а также данные натуральных наблюдений. Она может явиться хорошей основой для дальнейшего целенаправленного проведения численных исследований и интерпретации эмпирических данных. Вместе с тем, следует отметить, что по прошествии почти двадцати лет с момента опубликования, указанные работы авторов остаются неизвестны широкому кругу исследователей, продолжающих интенсивно заниматься проблемой влажноконвективной неустойчивости. В связи с этим, нам представляется целесообразным ещё раз привлечь внимание к уже полученным результатам, которые за прошедшее время не утратили своей актуальности. Данная публикация не содержит новых результатов по сравнению с [12,13,16,17]. Она является обобщением теоретического анализа, проведённого нами в указанных работах.

2 Постановка задачи и схема теоретического анализа

Рассматривается вращающийся насыщенный водяным паром слой вязкой теплопроводной термически стратифицированной атмосферы, заключенный между двумя бесконечными горизонтальными границами, на которых отсутствует трение и поддерживаются постоянные температуры. Система уравнений в приближении Буссинеска и гидростатики и краевые условия Рэля имеют вид:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial f}{\partial x} + lv + v \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \mu \Delta u, \quad \Delta \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}, \quad (1a)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\partial f}{\partial y} - lu + v \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} + \mu \Delta v, \quad (1b)$$

$$\frac{\partial f}{\partial z} = g\theta, \quad \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (1c)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -Gw + v \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} + \mu \Delta \theta + Q, \quad (1d)$$

$$Q = \begin{cases} -\alpha_0 \frac{L_V}{C_p} \frac{ds}{dz} w = \alpha_0 (\gamma_a - \gamma_m) w, & w > 0 \\ 0, & w < 0 \end{cases}, \quad (1e)$$

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{\partial v}{\partial z} = w = \theta = 0, \quad z = 0, H, \quad (1f)$$

где u, v, w – составляющие скорости вдоль горизонтальных осей x, y и направленной вертикально вверх оси z соответственно; $f = p' / \rho_0$, $\theta = \alpha_0 \theta'$, p' , θ' – отклонения давления и потенциальной температуры от их фоновых значений, ρ_0 – средняя плотность среды; $\alpha_0 = 1/T_0$ – коэффициент теплового расширения, T_0 – средняя температура среды; $G = \alpha_0 (\gamma_a - \gamma)$ – параметр стратификации, γ_a – сухоадиабатический градиент, $\gamma = -\partial T / \partial z$ – фоновый градиент температуры; l – параметр Кориолиса; C_p – теплоемкость; g – ускорение свободного падения; μ, ν – коэффициенты турбулентной вязкости в горизонтальном и вертикальном направлении, принятые равными соответствующим коэффициентам турбулентной теплопроводности; $\gamma_m = \gamma_a + (L_V / C_p) \partial s / \partial z$ – влажноадиабатический градиент температуры; L_V – удельная теплота конденсации; s – массовая доля насыщенного пара; H – толщина слоя атмосферы.

Приведенная выше система уравнений влажной конвекции отличается от классической системы уравнений Рэля (“сухой” конвекции) только дополнительным источником тепла фазовых переходов (1e). Как указывалось выше, данный источник соответствует выделению скрытой теплоты конденсации на восходящей ветви циркуляции, где избыток водяного пара конденсируется и мгновенно выпадает в виде дождя. При этом предполагается отсутствие поглощения тепла на испарение капель на нисходящей ветви циркуляции ввиду отсутствия капель. Для него использована общепринятая параметризация, известная как “условное нагревание”. Она хорошо согласуется с CISK-параметризацией тепловыделения (Conditional Instability of the Second Kind), широко используемой в численных моделях эволюции тропических циклонов с параметризацией конвективной облачности [15]. Согласно CISK - параметризации, конденсационное тепловыделение пропорционально вертикальной скорости на верхней границе погранслоя при восходящих движениях и обращается в нуль при нисходящих. Таким образом, указанная система уравнений может быть использована для описания процессов различных масштабов от масштаба отдельного конвективного облака до масштаба тропического циклона. При этом необходимо иметь в виду, что для крупномасштабных процессов уравнения записаны относительно осредненных крупномасштабных переменных.

Как указывалось выше, система уравнений является существенно нелинейной, поскольку граница области восходящих движений заранее неизвестна и должна быть найдена в процессе решения задачи.

Исследуется потеря устойчивости состояния покоя. Приведём схему решения задачи. Система уравнений и краевые условия допускают разделение переменных. Разыскиваются экспоненциально растущие решения системы уравнений вида:

$$(u, v, f) = (u(x, y), v(x, y), f(x, y)) \cos(\pi z/H) \exp(kt),$$

$$(w, \theta) = (w(x, y), \theta(x, y)) \sin(\pi z/H) \exp(kt).$$

После разделения переменных и обезразмеривания исходная система уравнений сводится к стационарной системе уравнений относительно пространственных амплитуд $u(x, y), v(x, y), \dots, \theta(x, y)$. Предложенный нами подход, позволяющий исследовать задачу до конца аналитическими методами, заключается в следующем. На первом этапе для стационарной системы уравнений находится функция Грина точечного по горизонтальным координатам источника тепла. Затем в выражение для амплитуды вертикальной скорости, представляющее собой свёртку амплитуды источника тепла с соответствующей функцией Грина, подставляется амплитуда источника тепла (1e) и получается, таким образом, нелинейное интегральное уравнение относительно амплитуды вертикальной скорости вида [12,13,16,17]:

$$w(x, y) = R_m \iint_{w>0} G_w(x-\xi, y-\eta) w(\xi, \eta) d\xi d\eta, \quad (2)$$

где $R_m = g\alpha_0(\gamma_a - \gamma_m)H^4/\pi^4\mu\nu$ – введённое авторами число, характеризующее интенсивность конденсационного тепловыделения, G_w – функция Грина для амплитуды вертикальной скорости, зависящая от безразмерных параметров задачи - числа Рэлея $R = g\alpha_0(\gamma_a - \gamma)H^4/\pi^4\mu\nu$, числа Экмана $E = \pi^2\nu/H^2l$ и безразмерного инкремента нарастания $kH^2/\pi^2\nu$. В каждой из областей как восходящих, так и нисходящих движений исходная система уравнений может быть сведена к одному линейному уравнению с постоянными коэффициентами четвёртого порядка по пространственным координатам относительно амплитуды вертикальной скорости $w(x, y)$. Отсюда следует, что в двумерном случае, когда нет зависимости от одной из горизонтальных координат и возмущения представляют собой конвективные валы, в области восходящих движений решение для w необходимо разыскивать в виде суммы четырёх экспонент [12,16,17]. Подставляя соответствующее выражение для w в левую и правую части интегрального уравнения (2) и учитывая, что на границах областей восходящих движений w обращается в нуль, получаем систему десяти алгебраических уравнений относительно десяти неизвестных: “радиуса” области восходящих движений x_0 , пространственного периода возмущения L , четырёх показателей экспонент и четырёх соответствующих коэффициентов при экспонентах. Анализ системы уравнений позволяет установить пространственную структуру и скорость роста неустойчивых мод в зависимости от параметров задачи, а также построить область неустойчивости. В осесимметричном случае [13] решение для w необходимо разыскивать в виде суперпозиции соответствующих цилиндрических функций. Таким образом, использование предложенного нами подхода позволяет почти в два раза снизить порядок системы алгебраических уравнений по сравнению с возможным альтернативным подходом, заключающимся в сшивке решений на границах областей восходящих и нисходящих движений.

3 Результаты исследования

Приведем результаты анализа для случая, когда неустойчивые возмущения представляют собой локализованные либо периодические по пространству конвективные валы [12,16,17].

На рис.1 на плоскости параметров задачи E^{-1}/R_m и R/R_m приведена область Ω . Сплошные линии – линии равных значений параметра $\sigma = (2/R_m)(1 + kH^2/\pi^2\nu)$. При фиксированном значении R_m областью неустойчивости является часть области Ω , ограниченная сверху кривой $\sigma = 2/R_m$. Пунктир – линии равных значений вспомогательного параметра $\lambda \leq 1$. Область неустойчивости состоит из двух подобластей, разделенных кривой $\lambda = 0$. В верхней подобласти наибольшей скоростью роста обладают локализованные по пространству возмущения – уединенные конвективные валы. В нижней половине слоя имеет место циклоническая циркуляция и приток воздушных масс к оси вала, в верхней половине слоя – антициклоническая циркуляция и отток воздушных масс от оси вала. Вблизи оси вала имеют место восходящие движения, сменяющиеся нисходящими на периферии вала. Построенное решение является двумерным аналогом осесимметричного локализованного вихря со структурой, характерной для тропических циклонов на ранней стадии развития.

В нижней подобласти области неустойчивости наибольшей скоростью роста обладают периодические по пространству возмущения – системы конвективных валов или "облачные улицы". Имеет место существенная локализация областей восходящих движений.

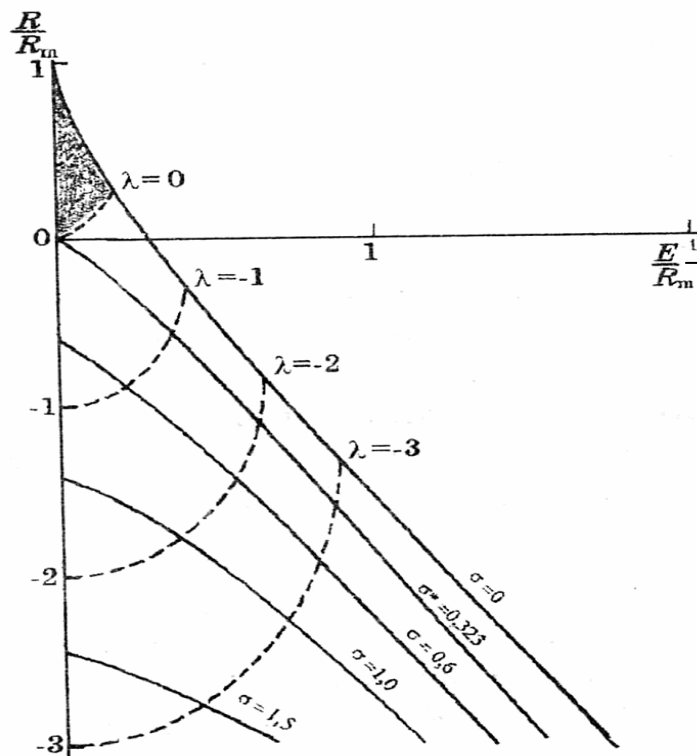


Рис. 1 – Область Ω на плоскости определяющих параметров E^{-1}/R_m и R/R_m . Заштрихована подобласть, в которой наибольшей скоростью роста обладает локализованная мода.

В области неустойчивости кривые $\sigma = const$ – это кривые равных значений безразмерной скорости роста возмущений $\frac{\kappa H^2}{\pi^2 \nu} = \frac{\sigma R_m}{2} - 1$. Кривые $\lambda = const$ – это кривые одинаковых значений безразмерного “радиуса” областей восходящих движений наиболее неустойчивых возмущений $\frac{x_0}{H} \sqrt{\frac{\nu}{\mu}} = \frac{1}{\sqrt{R_m(1-\lambda)}}$. В нижней подобласти области неустойчивости кривые $\lambda = const$ являются также кривыми одинакового значения отношения площади восходящих движений к площади нисходящих движений $\frac{x_0}{L - 2x_0} = \frac{1}{\sqrt{1+|\lambda|^{-1}}}$. На границе между подобластями $|\lambda| \rightarrow 0$, $x_0/L \rightarrow 0$, и переход от

периодических решений к локализованным происходит непрерывным образом. Отношение аспекта ячейки (пространственный период к высоте) при этом стремится к бесконечности. Таким образом, каждой точке области неустойчивости соответствует возмущение вполне определенной пространственной структуры, имеющее наибольшую вполне определенную скорость роста. Для локализованных возмущений безразмерный радиус области восходящих движений достигает максимального значения в верхней точке области неустойчивости. При $R_m \gg 1$ этой точке соответствует

$\lambda_{\max} \cong 1 - (\pi/R_m)^{2/3}$, и в размерном виде имеем

$x_{0\max} = \left[\pi^2 H^2 \mu^4 / g \alpha_0 (\gamma_\alpha - \gamma_m) \nu^2 \right]^{1/6}$. При значениях параметров, характерных для тропосферы, получаем оценку $x_{0\max} \cong 300$ км, что соответствует наблюдаемым размерам области выпадения осадков в тропических циклонах. При значениях параметров, характерных для движений масштаба облака, имеем $x_{0\max} \cong 700$ м, что удовлетворительно согласуется с параметрами отдельного облака [16].

Из рис. 1 следует, что верхняя подобласть области неустойчивости появляется только при $\sigma < \sigma^* = 0,323$, т.е. при $R_m > 2/0,323 = 6,19$. При $R_m < 6,19$ неустойчивыми могут быть только периодические по пространству возмущения. Условие $R_m > 6,19$, необходимое и достаточное для существования верхней подобласти области неустойчивости, в которой наибольшей скоростью роста обладает локализованная мода, можно интерпретировать как условие достаточно сильного конденсационного тепловыделения в поднимающемся объеме воздуха. При $R_m \rightarrow 0$ имеет место предельный переход к классической “сухой” конвекции Рэлея [12].

В [13] нами построены осесимметричные локализованные решения уравнения (2) со структурой, характерной для тропических циклонов на ранней стадии развития, экспоненциально растущие при потере устойчивости состояния покоя атмосферы. Показано, что такие возмущения растут быстрее двумерных локализованных конвективных валов, о которых речь шла выше.

4 Выводы и заключение

Проведено обобщение классической задачи Рэлея о конвективной неустойчивости слоя атмосферы на случай наличия в атмосфере конденсации водяного пара. Система уравнений “влажной” конвекции отличается от системы уравнений Рэлея “сухой” конвекции только дополнительным источником тепла фазовых переходов. Этот

источник пропорционален вертикальной скорости на восходящей ветви циркуляции и обращается в нуль на нисходящей ветви циркуляции. Указанная параметризация известна как “условное нагревание”. Она хорошо согласуется с CISK-параметризацией тепловыделения, используемой в моделях эволюции тропических циклонов с параметризацией конвективной облачности. Поскольку граница области восходящих движений заранее неизвестна, система уравнений становится нелинейной. Получено исчерпывающее аналитическое решение задачи. Установлена структура и скорость роста наиболее неустойчивых мод в зависимости от безразмерных параметров задачи, а также построена область неустойчивости в пространстве параметров. Обнаружено принципиальное отличие “влажной” конвекции от “сухой” конвекции Рэля: в общем случае область неустойчивости состоит из двух подобластей, в одной из которых наибольшей скоростью роста обладают локализованные возмущения со структурой типа урагана (тропического циклона) на ранней стадии развития. Найдено необходимое и достаточное условие существования такой подобласти. Лишь во второй подобласти наибольшей скоростью роста обладают периодические по пространству нелинейные структуры (ансамбли конвективных облаков и облачные улицы), пространственный период которых стремится к бесконечности на границе между подобластями. Для них в пределах каждой конвективной ячейки характерна существенная локализация областей восходящих движений, так что коэффициент покрытия атмосферы облачностью оказывается всегда строго меньшим единицы. Продемонстрирован предельный переход к конвекции Рэля.

Предложенная теория описывает ряд особенностей динамики облаков, облачных улиц, тропических циклонов, основным источником энергии которых является теплота конденсации водяного пара. Она вносит ясность в вопрос о том, могут ли CISK-параметризация и подобные параметризации тепловыделения приводить к зарождению из состояния покоя локализованных вихрей масштаба тропического циклона [14,15].

Литература

1. *Asai, T., I. Nakasui* (1992) A further study of a preferred mode of cumulus convection in a conditionally unstable atmosphere. *J. Met. Soc. Jap.*, Vol. 60, No. 1, p. 425–431.
2. *Asai, T., I. Nakasui* (1977) On the preferred mode of cumulus convection in a conditionally unstable atmosphere. *J. Met. Soc. Jap.*, Vol. 55, No. 2, pp. 151–167.
3. *Bretherton, C.S.* (1987) A theory for nonprecipitating moist convection between two parallel plates. Part.1: thermodynamics and “linear” solution. *J. Atm. Sci.*, Vol. 44, No. 14, pp. 1809–1827.
4. *Delden, A.* (1985) On the preferred mode of cumulus convection. *Beitr. Phys. Atmos.*, Vol. 58, No. 2, pp. 202–219.
5. *Huang, X.Y.* (1990) The organization of moist convection by internal gravity waves. *Tellus*, Vol. 42(a), pp. 270–285.
6. *Haque, S.M.* (1958) The initiation of cyclonic circulation in a vertically unstable air mass. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, Vol. 78, pp. 394–406.
7. *Kuo, H.L.* (1961) Convection in a conditionally unstable atmosphere. *Tellus*, Vol. 13, pp. 441 - 459.
8. *Lilly, D.K.* (1960) On the theory of disturbances in a conditionally unstable atmosphere. *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 88, pp. 1–17.
9. *Yamasaki, M.* (1974) Finite amplitude convection in a conditionally unstable stratification. *J. Met. Soc. Jap.*, Vol. 52, No. 4, pp. 365–379.
10. *Yamasaki, M.* (1972) Small amplitude convection in a conditionally unstable stratification. *J. Met. Soc. Jap.*, Vol. 50, No. 5, pp. 465–481.

11. Гилл А.Е. Спонтанный рост возмущений типа урагана в простой линейной модели, включающей реализацию скрытой теплоты. – Интенсивные атмосферные вихри/ Под ред. Л. Бенгтссона, Дж. Лайтхилла. – М.: Мир, 1985, с. 130–147.
12. Калашник М.В., Шмерлин Б.Я. О конвективной неустойчивости влажного насыщенного слоя. – Изв. АН СССР, ФАО, т. 26, № 10, 1990, с.1034–1044.
13. Калашник М.В., Шмерлин Б.Я. Спонтанный рост возмущений типа урагана в модели влажной конвекции. – Изв. АН СССР, ФАО, т. 26, № 8, 1990, с.787–793.
14. Руткевич П.Б. Методы описания крупномасштабных атмосферных вихрей типа тропического циклона. – Препринт № Пр-2073. Москва, ИКИ РАН, 2002, 61 с.
15. Хаин А.П. Математическое моделирование тропических циклонов. – Л.: Гидрометеиздат, 1989, 246 с.
16. Шмерлин Б.Я., Калашник М.В. Структура растущих локализованных мод в модели влажной конвекции. – Изв. АН СССР, ФАО, т. 25, № 4, 1989, с.4221–4228.
17. Шмерлин Б.Я., Калашник М.В. Структура растущих периодических мод в модели влажной конвекции. – Изв. АН СССР, ФАО, т. 25, № 8, 1989, с.810–818.

Spontaneous growth of hurricane-like disturbances in the theory of convective instability for a moist saturated atmospheric layer

Abstract. *An analytical theory of the moist convective instability of the rotating thermally stratified viscous and heat-conducting atmospheric layer is created [12,13,16,17]. A conventional parameterization scheme of the heat source caused by the condensation latent heat release, similar CISC parameterization, is used. The theory may be taken as a generalization of the classical theory of the Rayleigh convective instability for a case of the water vapor phase transfers. The theory demonstrates the fundamental difference between the moist convective instability and the Rayleigh instability: it is shown, that the instability region on the plane of the problem parameters consists of two subregions, in the first one localized over the space “hurricane-like” structures have the largest growth rate, and only in the second one – periodic over the space structures. The theory developed describes a number of peculiarities in the dynamics of clouds, cloud streets and tropical cyclones. It destroys a conventional opinion, that CISC and similar parameterizations can not lead to the development of the localized structures of the tropical cyclones size.*

Keywords: *convective instability theory, moist convective instability, Rayleigh instability, conventional vortices, hurricane, tropical cyclone.*

А.Л. Казаков, к.ф.–м.н., доц., **Е.В. Иванова**, к.г.н.
Одесский государственный экологический университет

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ОДНОМЕРНЫХ МОДЕЛЕЙ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ АТМОСФЕРЫ ДЛЯ ОЦЕНКИ СЕЗОННОЙ И СИНОПТИЧЕСКОЙ ИЗМЕНЧИВОСТИ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН В РАЙОНЕ ОКЕАНСКОЙ СТАНЦИИ "С"

Аннотация. *Проведено испытание работоспособности одномерной нестационарной бароклиной неадиабатической модели с «b-l» замыканием, используя специализированный архив наблюдений ПГЭП (декабрь 1978 – ноябрь 1979 г). Достоверность полученных результатов расчета проверялась качественно и количественно: при визуальном сравнении пространственно-временных разрезов и сезонной изменчивости фактических и рассчитанных метеорологических величин и с помощью статистических методов обработки (коэффициент корреляции и различия) соответственно. Анализ такого сравнения показал достаточно хорошее согласие рассчитанных и наблюдаемых полей температуры, скорости и направления ветра.*

Ключевые слова: *пограничный слой атмосферы, «b-l»– замыкание, одномерная модель, верификация, годовой ход, статистические характеристики.*

1 Введение

Существующие трехмерные математические модели общей и региональной циркуляции атмосферы не способны описать процессы, которые имеют масштаб меньший, чем пространственный шаг модельной сетки или усечение спектра. Поэтому возникает проблема описания процессов подсеточного масштаба [4], одними из которых являются процессы в пограничном слое атмосферы (ПСА), и в частности, взаимодействия с подстилающей поверхностью. Физические процессы в ПСА исследуются методами математического моделирования с учетом разнообразия физических факторов, которые формируют структуру ПСА. Нам представляется, что именно одномерные модели могут быть использованы как испытательный полигон для оценки работоспособности модели ПСА и ее отдельных блоков, включающих в себя различные схемы параметризации процессов подсеточного масштаба поскольку их применение оказывается достаточно эффективным и экономичным, что связано с простотой их реализации и проведения анализа полученных результатов по сравнению с многомерными моделями.

Обычно верификация моделей такого рода выполнялась с помощью данных наблюдений за вертикальной структурой в течение от полусуток до суток. Ранее широко использовались наборы экспериментальных данных в период экспериментов "Турбулентность Великих равнин" (O'Neil) или Wangara (Australia) [1,3]. Из последних публикаций на эту тему отметим [2], в которой описаны испытания более 10 схем параметризации пограничного слоя, включая модели 1.5 уровня замыкания, известные как модели "b-l" и "b-ε", предназначенные или уже использованные в крупномасштабных моделях атмосферы.

Мы предлагаем провести верификацию известной модели пограничного слоя с "b-l" замыканием [7] при ее интегрировании на длительный период (целый год), что позволит рассмотреть множество синоптических ситуаций и провести анализ полученных результатов расчетов в их сравнении с измерениями с помощью статистических методов.

Важно также подчеркнуть, что нами будет реализован подход Л.Н. Гутмана и его учеников [8], при котором фактически решается задача без начальных условий и решение целиком определяется поведением основных метеорологических величин на границах расчетной области.

Целью данной работы являлась комплексная проверка работоспособности численной модели пограничного слоя атмосферы с использованием специализированного архива данных наблюдений в районе океанской станции "С" в период Первого глобального эксперимента с декабря 1978 по ноябрь 1979 года [5].

2 Постановка задачи

Использованная нами модель представляла собой одномерную нестационарную неадиабатическую бароклинную модель, которая включала в себя:

- два уравнения движения:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{\partial \overline{u'w'}}{\partial z} + fv - \frac{\tilde{P}_x}{\tilde{\rho}}, \quad \frac{\partial v}{\partial t} = -\frac{\partial \overline{v'w'}}{\partial z} - fu - \frac{\tilde{P}_y}{\tilde{\rho}},$$

- уравнение притока тепла:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u\tilde{\theta}_x + v\tilde{\theta}_y = -\frac{\partial \overline{\theta'w'}}{\partial z} + \varepsilon_\tau + \varepsilon_f,$$

- уравнение переноса влаги:

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -\frac{\partial \overline{q'w'}}{\partial z} - \varepsilon_q.$$

Замыкающими уравнениями были уравнения баланса кинетической энергии турбулентности и уравнение Блекадара для пути смешения, а также соотношения Колмогорова:

$$\frac{\partial b}{\partial t} = -\left(\overline{u'w'}\frac{\partial u}{\partial z} + \overline{v'w'}\frac{\partial v}{\partial z}\right) + \lambda w'\theta'_v - \varepsilon - \frac{\partial \overline{w'b}}{\partial z}, \quad l = \frac{\alpha z}{1 + \alpha z/l_\infty}$$

$$K = lb^{1/2}, \quad \varepsilon = \frac{cb^{3/2}}{l},$$

где z, t – высота, время; u, v – составляющие скорости ветра; $\tilde{\rho}$ – плотность воздуха; θ – потенциальная температура; q – массовая доля водяного пара; θ_v – виртуальная потенциальная температура; \tilde{P}_x, \tilde{P}_y – горизонтальные составляющие градиента давления; $\tilde{\theta}_x, \tilde{\theta}_y$ – горизонтальные составляющие градиента температуры; b – кинетическая энергия турбулентности; ε – скорость диссипации;

$\overline{S'w'} = -K_S \left(\frac{\partial S}{\partial z} - \gamma_S \right)$ – вертикальные турбулентные потоки импульса, тепла и влаги,

где $S = \{u, v, \theta, q\}$; K – коэффициент турбулентности по вертикали; $\gamma_S = 3,2 \cdot 10^{-3}$ К/м – противогradient, l, l_∞ – длина пути перемещения и его асимптотическое значение на достаточно большом удалении от поверхности земли; f, λ – параметры Кориолиса и плавучести; $\varepsilon_\tau, \varepsilon_f$ и ε_q – фазовые и радиационные потоки тепла, поток влаги при трансформации влаги при конденсации водяного пара; c, α – эмпирические постоянные.

В качестве **начальных условий** задавались фактические профили скорости ветра, потенциальной температуры, массовой доли водяного пара в пограничном слое на 00 СГВ 1.12.1978:

$$u = u^0(z), \quad v = v^0(z), \quad \theta = \theta^0(z), \quad q = q^0(z), \quad b = b^0(z).$$

Поскольку в измерениях отсутствуют данные для $b^0(z)$, то для получения его вертикального распределения нами был использован стационарный вариант модели с граничными условиями на момент времени $t = 0$.

Граничные условия задавались на трех уровнях:

на уровне моря¹:

$$u = v = 0, \quad K \frac{\partial b}{\partial z} = 0, \quad \theta = \theta_{sea}(t), \quad q = q_{\max}(\theta_{sea}, P_{sea}),$$

на уровне $z = h$:

$$K_h \frac{\partial \overline{S}}{\partial z} \Big|_{z=h-0} = K_h \frac{\partial \overline{S}}{\partial z} \Big|_{z=h+0}, \quad \overline{S} \Big|_{z=h-0} = \overline{S} \Big|_{z=h+0}, \quad b_h = (\alpha_b k_h / l_h)^2.$$

Кинетическая энергия турбулентности на данном уровне рассчитывалась в зависимости от коэффициента турбулентности, полученного из теории подобия для приземного слоя.

на верхней границе $z = H$:

$$u = u_H(t), \quad v = v_H(t), \quad \theta = \theta_H(t), \quad q = q_H(t), \quad b = 0,$$

т.е. задавались фактические временные изменения всех метеорологических величин, а турбулентность полагалась равной нулю.

Параметризация слоя постоянных потоков осуществлялась с использованием известных положений теории подобия Монино–Обухова [9].

¹ принималось условие прилипания для составляющих скорости ветра; температура на поверхности океана задавалась по фактическим данным; массовая доля водяного пара рассчитывалась по формуле Магнуса; поток кинетической энергии турбулентности принимался нулевым.

В данной модели параметризовались также процессы фазовых превращений влаги, потоки солнечной коротковолновой и длинноволновой радиации, дополнительные потоки тепла за счет брызговых облаков [7].

В численных экспериментах было принято, что верхняя граница слоя постоянных потоков $h = 50$ м, высота расчетной области $h = 2000$ м, шаг по вертикали $\Delta z = 50$ м и по времени $\Delta t = 3600$ с.

Одномерные модели предполагают горизонтальную однородность в граничных условиях и получаемых решениях. Однако, это заметно обедняет получаемые результаты, особенно в уравнении притока тепла. Поэтому мы, следуя подходу Л.Н. Гутмана [8], учли параметрически горизонтальную адвекцию температуры в виде слагаемых:

$$u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y}.$$

Горизонтальные градиенты температуры оценивались по формулам термического ветра в предположении близости реального ветра геострофическому в верхней части пограничного слоя. Соответственно включался и переменный по высоте горизонтальный градиент давления, пересчитываемый по геострофическим соотношениям. В работах [8,9] подчеркивалось, что использование постоянного по высоте вертикального градиента геострофических составляющих ветра на всю толщину пограничного слоя нежелательно, поскольку процессы динамики свободной атмосферы отличаются от тех, что происходят у поверхности Земли. Как известно, включение адвективных добавок в экмановском пограничном слое целесообразно делать только в средней и верхней частях пограничного слоя, не нарушая таким образом фундаментальных основ теории Экмана–Акерблома.

Нами были выполнены отдельные эксперименты на двухмесячном периоде с целью выбора оптимального способа задания вертикальных градиентов адвекции и горизонтального градиента давления. На их основании нами был предложен для последующего моделирования следующий вертикальный профиль: горизонтальные градиенты температуры считались неизменными по высоте в слое 1000–2000 м, а от 1000 м до 0 м – линейно убывали до нуля. Геострофический ветер на каждом уровне рассчитывался в соответствии с заданным вертикальным профилем перепада скорости и изменениям горизонтального градиента температуры.

В работе [7] была получена оценка в среднем вклада горизонтальной адвекции температуры. Как и предполагалось, суммарный вклад оказался за двухнедельный период незначительным. Мы, учитывая, что адвекция в открытом океане может иметь компенсационный характер, производили оценку влияния адвективного фактора на основании сравнения повторяемости рассчитанных и измеренных метеорологических величин в различных частях пограничного слоя.

3 Анализ численных экспериментов

Общее время моделирования составило 8760 часов (365 дней). По результатам моделирования, в частности, были получены временные изменения температуры воздуха и скорости ветра в разные сезоны года. Приведем фрагмент пространственно-временных разрезов фактических и рассчитанных температур и скорости ветра за период январь-февраль 1979 г. (рис.1). Визуальный анализ рассчитанных вертикальных распределений метеорологических величин показал, что пространственно–временные

разрезы, построенные по данным наблюдений и результатам расчетов показывают заметное сглаживание последних, но с сохранением по высоте периодов повышения/понижения температуры и усиления/ослабления скорости ветра.

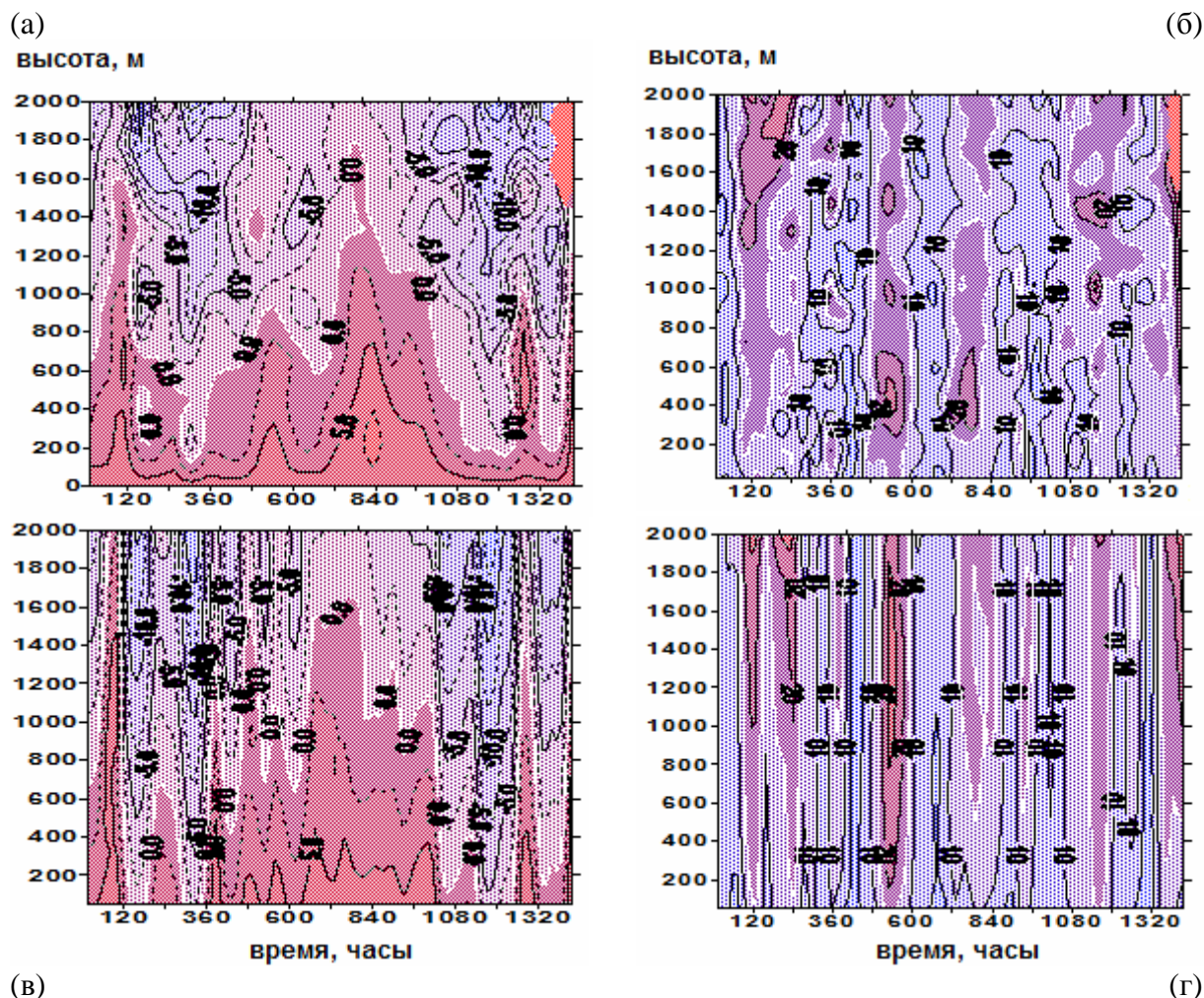


Рис. 1 – Пространственно-временные сечения фактических (верхние поля) и рассчитанных (нижние поля) полей температуры (левая половина рисунка) и скорости ветра (правая половина рисунка) в течение января-февраля 1979 г.

Степень согласованности результатов расчета с фактическими данными может быть оценена путем расчета коэффициентов корреляции и различия между кривыми повторяемости температуры и скорости ветра за отдельные сезоны или весь год. В таблице 1 приведены результаты такой статистической обработки годовой выборки метеорологических величин. Коэффициенты корреляции для температуры почти на всех уровнях больше 0,80, и только на уровне 500 м он снижается до 0,78. Коэффициенты различия для рассматриваемой величины на всех уровнях меньше или равны 0,20. Сравнение кривых повторяемости температуры воздуха (рис. 2а) показывает, что на уровне 200 м рассчитанные температуры несколько завышены, а на уровнях 500 и 1000 м получена недооценка низких и высоких температур и переоценивание в середине диапазона. Это свойство проявляется и на уровне 1500 м, но слабее.

Таблица 1 – Коэффициенты корреляции (верхнее значение) и различия (нижнее значение) между фактическими и рассчитанными температуры воздуха и скоростями ветра для годовых выборок на различных высотах.

r_T				r_V			
200 m	500 m	1000 m	1500 m	200 m	500 m	1000 m	1500 m
0.83	0.78	0.81	0.90	0.67	0.72	0.81	0.87
0.15	0.20	0.16	0.11	0.17	0.16	0.10	0.11

Коэффициенты корреляции для скорости ветра на всех уровнях больше 0,70, кроме уровня 200 м. Коэффициенты различия изменяются в ПСА от 0,10 до 0,17, т.е. согласие в кривых несколько уменьшается на нижних уровнях. В годовых кривых повторяемости для скорости ветра лучшее согласие получено для средней и верхней частей ПСА. В нижней части пограничного слоя атмосферы происходит занижение скоростей ветра (рис. 2б).

Кривые повторяемости направления ветра (рис. 2в) за весь год показали очень хорошую согласованность в верхней части ПСА и несколько хуже в нижней его части, где расхождения составили 22 (6 %) и 20 (5 %) случаев при воспроизведении юго-западного и северо-западного ветров, соответственно. На уровне 500 м недооценка частоты северо-западных ветров увеличивается до 7 %, но выше она постепенно уменьшается.

Интересно также рассмотреть годовое поведение метеорологических величин над океаном на разных уровнях в сравнении с наблюдениями. На рис. 2г приведены кривые годовые хода температуры по наблюдениям и расчетам в разных частях ГША. Модель воссоздает классический годовой ход температуры с увеличением амплитуды с высотой и демонстрируют прекрасное согласование с данными наблюдений. Годовой ход скорости ветра (рис. 2д) показывает, что на уровнях 200 и 500 м происходит занижение рассчитанных значений по сравнению с измерениями. Наибольшая абсолютная погрешность составляет величину не больше 4 м/с (декабрь), которая с увеличением высоты уменьшается, и на уровне 1500 м оказывается не более, чем 1,5 м/с.

Представляют интерес также оценки воспроизведения вертикальных турбулентных потоков в приводном слое, поскольку параметризация пограничного слоя атмосферы в моделях общей циркуляции определяется главным образом успешностью воспроизведения этих потоков. На рис. 3 приведен сезонный ход осредненных за месяц значений динамической скорости (а), турбулентных потоков явного (б) и скрытого (в) тепла, рассчитанных с помощью одного и то же bulk-метода [6], но наблюдаемые значения величин берутся с 10 м, а рассчитанные – с 50 м. Годовой ход динамической скорости по данным расчетов вообще повторяет годовое распределение динамической скорости по данным наблюдений, но с занижением, особенно значительным в предзимье и начале зимы. Полученное расхождение предопределено занижением в модели скоростей ветра в нижней части ПСА в течение года. Сезонный ход рассчитанного поверхностного турбулентного потока тепла характеризуется большую часть года лучшим согласованием с потоками по данным наблюдений. Основные расхождения касаются зимнего (декабрь) и осеннего (октябрь) максимумов и не превышает 20 Вт/м^2 . Они связаны с тем, что модель воссоздает в нижней части ПСА атмосферы в данные месяцы более низкую температуру, чем она была на самом деле. Сезонные распределения поверхностного турбулентного потока скрытого тепла по фактическим и рассчитанным данным характеризуются почти

такими же особенностями, как и кривые потока явного тепла. Относительная погрешность в потоках не превышала 25 %. Летом наблюдается изменение знака потока тепла, который обеспечивает перенос тепла от атмосферы к океану, но в целом над акваторией превалирует положительный поток, направленный из океана в атмосферу.

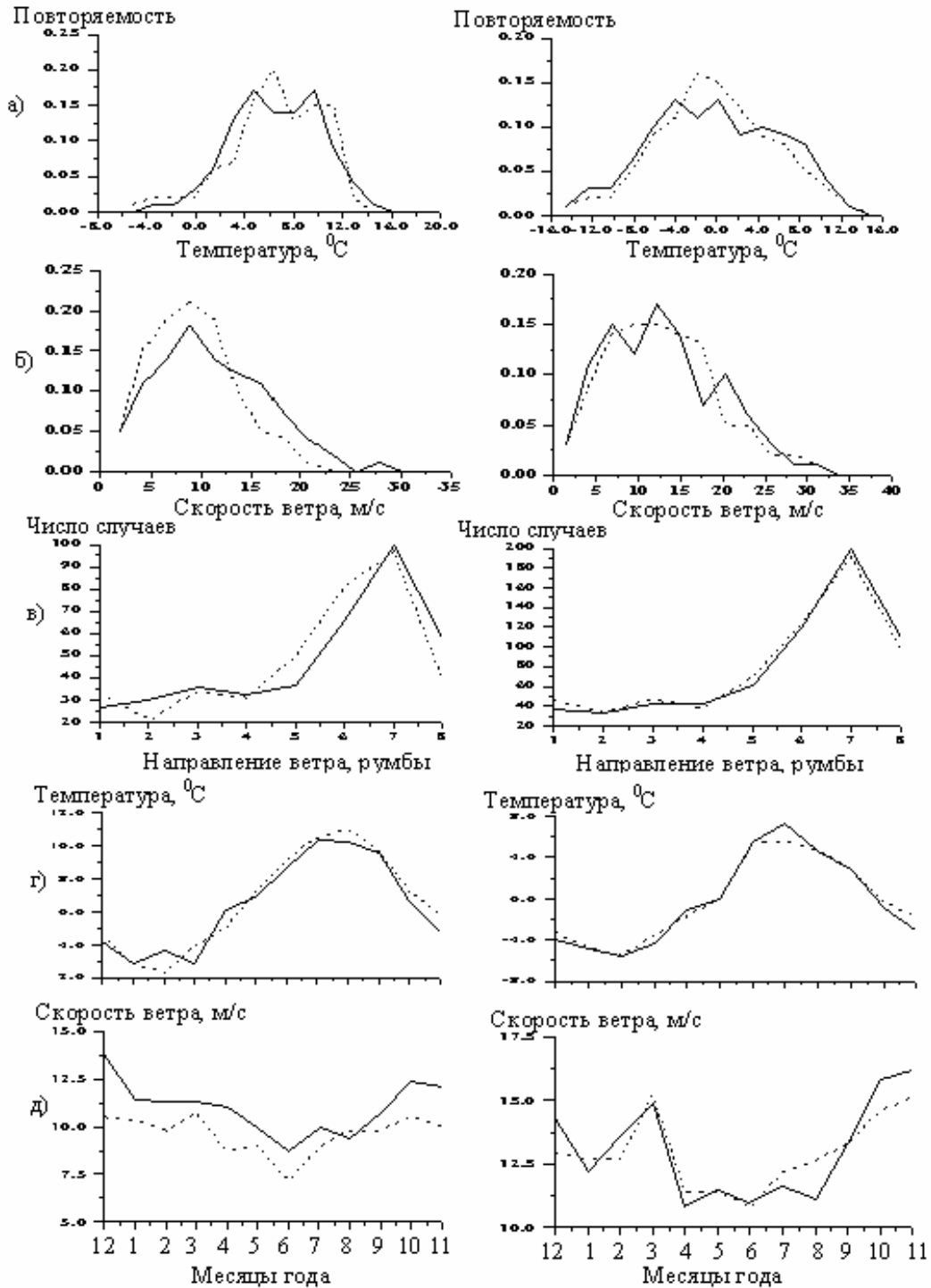


Рис.2 – Сравнение измеренных (—) и рассчитанных (- -) метеорологических величин (а) – (в) – повторяемости различных диапазонов величин, (г) – (д) – годовой ход величин.

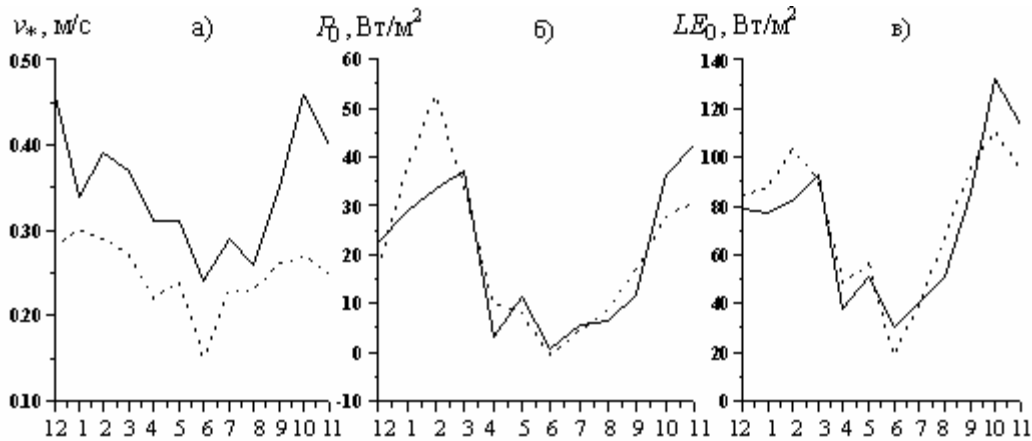


Рис.3 – Годовой ход приповерхностных вертикальных турбулентных потоков. Скорость трения, v_* (а), явный P_0 (б) и скрытый потоки тепла LE_0 (в). Сплошные кривые – с использованием данных наблюдений, пунктирные кривые по рассчитанным значениям в модели.

Хорошее согласие между потоками тепла возможно объясняется использованием в расчетах использованием одинаковой температуры поверхности океана по данным измерений. Скорости ветра на нижних уровнях модели были значительно занижены, поэтому вертикальные турбулентные потоки количества движения также оказались заниженными.

4 Выводы

В результате выполненного исследования были сделаны следующие выводы:

1. одномерная модель ПСА с “ $b-l$ ” замыканием показала устойчивый счет при моделировании множества термодинамических структур;
2. статистические характеристики показали хорошую степень согласия между измеренными и рассчитанными величинами;
3. предварительное использование одномерной модели ПСА в качестве теста пригодности параметризационных схем процессов подсеточного масштаба должно быть обязательным действием перед работой с многомерными численными моделями.

Литература

1. Clarke, R.H., A.J. Dyer, R.R. Brook et al. (1979) The Wangara experimental boundary layer data. Div.Meteorol.Phys., CSIRO, Australia, 1979, Tech. Paper, No. 19.
2. Cuxart, J., A.A.M. Holtslag, R.J. Beare et al. (2006) Single-column model intercomparison for a stably stratified atmospheric boundary layer. Boundary-Layer Meteorology, Vol. 118, pp.273–303
3. Lettau, H.H., D. Davidson (1957) Exploring the atmosphere's first mile. Vol. 1,2, Pergamon Press, London–New York–Paris.
4. Stensrud, D.J. (2007) Parameterization schemes. Key to understanding numerical weather prediction models. Cambridge University Press, 460 pp.

5. Казаков А. Л., Лихачев С. М. Специализированный архив данных наблюдений для задач взаимодействия атмосферы и океана. – В сб.: "Математические модели в исследовании динамики океана". – Новосибирск: ВЦ СОАН СССР, 1988. – С.82–95.
6. Казаков А.Л., Лыкосов В.Н. О параметризации взаимодействия атмосферы с подстилающей поверхностью при численном моделировании атмосферных процессов. – Труды ЗапСибНИИ, 1982, вып.55, с. 3–20.
7. Лыкосов В.Н., Платов Г.А. Численное моделирование пограничного слоя атмосферы над ЭАЗО Курошио. – Математическое моделирование процессов в пограничных слоях атмосферы и океана. – М., ОВМ АН СССР, 1988, с. 66–93.
8. Сперанский Л.С., Пушистов П.Ю., Гутман Л.Н. О гидродинамических методах локального прогноза погоды. – Метеорология и гидрология, 1977, №2, с. 15–23
9. Толокнова Т. А., Сперанский Л. С., Контарев Г. Р., Пушистов П. Ю. Численные эксперименты по локальному прогнозу температуры и ветра в пограничном слое атмосферы. – Труды ЗСРНИГМИ, 1978, вып. 41, с. 52–57.

Use of one-dimensional models of the atmospheric boundary layer for the estimation of seasonal and synoptic variability of the meteorological values in the region of the 'C' ocean station

Abstract. *A test of efficiency of the one-dimensional non-stationary baroclinic non-adiabatic model with "b-l"-closure works, using the special observational archive of FGEW (December 1978 – November 1979), was carried out. Reliability of the received results was verified qualitatively and quantitatively: comparing visually the space-time sections and the seasonal behaviour of the fact and calculated meteorological magnitudes and with the statistical methods (the correlation and difference coefficients) accordingly. Such comparing analysis has showed the good agreement between calculated and observed air temperature, wind speed and direction fields sufficiently.*

Keywords: *atmospheric boundary layer, "b-l"-closure, one-dimensional model, verification, annual behaviour, statistical characteristics.*

Е.В. Набокова, К.Г. Рубинштейн, д. ф.-м. н., Е.Н. Егорова
ГУ «Гидрометцентр РФ»

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ С МОДЕЛЬЮ ОЦА ПО ИЗУЧЕНИЮ ВЛИЯНИЯ ОСОБЕННОСТЕЙ ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ В КРУПНЫХ ГОРОДАХ НА СРЕДНЮЮ ТЕМПЕРАТУРУ ПРИЗЕМНОГО ВОЗДУХА

Аннотация. В статье проводится анализ чувствительности модели общей циркуляции атмосферы к изменению свойств подстилающей поверхности в регионах крупнейших городов мира. Показано, что на определенной части суши учет особенностей городских территорий приводит к приближению температуры приземного воздуха к климату. В той части, где подобного результата не удалось получить, предполагается в дальнейшем изменить использованную модель города.

Ключевые слова: модель ОЦА, численные эксперименты, чувствительность модели, модель города, температура приземного воздуха, остров тепла

1 Введение

Принято считать, что основными антропогенными факторами влияния на климат являются изменение газового состава атмосферы и интенсивное землепользование [2,3,10]. Наиболее ярким проявлением изменения землепользования являются большие города. В них антропогенное влияние должно проявляться наиболее ярко. С другой стороны изменения климата могут заметно влиять на развитие и экономику городских агломераций.

Хотя в литературе имеется ряд публикаций, посвященных влиянию характера землепользования на вариации климата и численный прогноз погоды [например, 7,8,9], представляется интересным с помощью численного моделирования воспроизвести реалистичное влияние территорий, занятых крупнейшими городами мира, оценить степень возможного воздействия крупнейших городов на характеристики общей циркуляции атмосферы. Эта задача и была поставлена нами в данной работе. Перед описанием условий проведения численных экспериментов, в публикации кратко обсуждается вопрос о том, насколько инструмент исследования (версия модели общей циркуляции атмосферы Гидрометцентра России с относительно невысоким пространственным разрешением) является пригодным инструментом для изучения данного вопроса.

2 Данные и методы

Для исследования возможного влияния особенностей подстилающей поверхности в городах на характеристики циркуляции атмосферы была проведена серия из семи экспериментов с версией модели T42L15 (42 гармоники, 15 уровней по вертикали) Гидрометцентра России [1], три из которых рассчитывались на десятилетие (1979 -1988 гг.), остальные – на 2 года (1979–1980 гг.).

В качестве иллюстрации масштаба влияния города на некоторые метеорологические параметры на рис. 1 мы приводим яркие фотографии со спутника Modis, заимствованные из [11] для Пекина, на которых можно видеть, что пятна особенностей в альbedo и излучательной способности Пекина имеют диаметр порядка 50–100 км.

По аналогичным снимкам острова тепла и для других крупнейших городов мира, выбранных для наших экспериментов, имеют не меньшие, а часто и большие

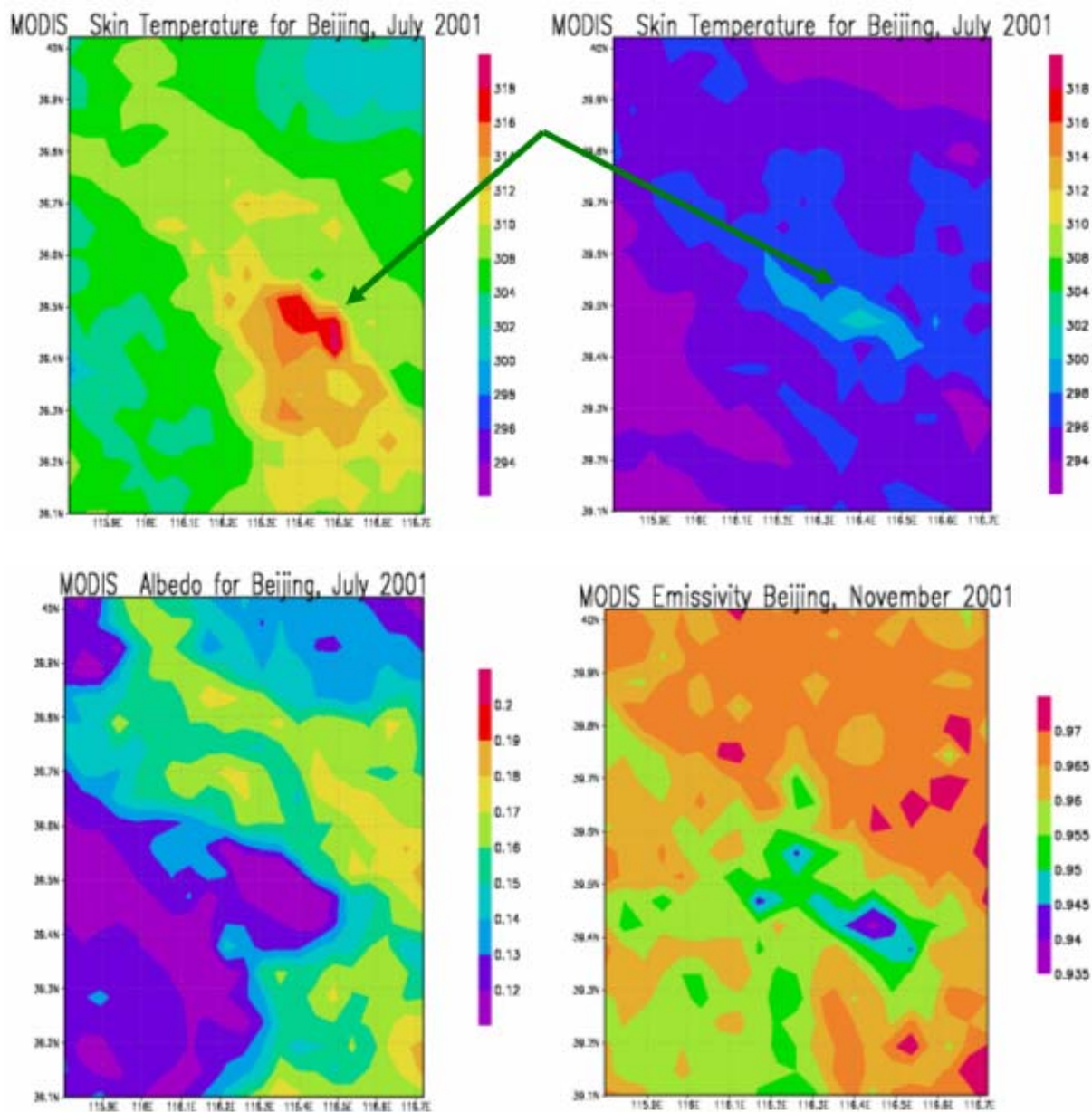


Рис. 1 – Верхний ряд – температура поверхности (К) над Пекином по данным спутника MODIS [11] в дневное время (слева) и в ночное время (справа) в июле 2001 г. Нижний ряд – альbedo поверхности (слева) в июле 2001 г. и излучательной способности (справа) в Пекине в ноябре 2001 г.

масштабы. Следовательно, можно предположить, что с помощью модели с пространственным разрешением приблизительно в 280 км возможно смоделировать подобные особенности. Кроме того, считая, что пространственное разрешение модели все же может быть несколько грубым для задач адекватного описания влияния городов, мы вводили параметры, свойственные подстилающей поверхности городских территорий, не равными их реальным значениям, а меньшими с коэффициентом пропорциональным соотношению между реальной площадью города и площадью соответствующей ему ячейки в модели. В дальнейшем планируется провести серии

экспериментов с региональными прогностическими моделями высокого пространственного разрешения для определения масштабов распространения влияния городов на атмосферу.

Описание модели и основные результаты различных численных экспериментов с ней публиковались в ряде статей [4–6]. Результаты всех экспериментов сравнивались с так называемым «базовым» экспериментом («Б»), в котором отсутствовали возмущения свойств подстилающей поверхности. Характеристики проведенных в данной работе экспериментов приведены в таблице 1.

Таблица 1 – Физические характеристики подстилающей поверхности в крупных городах для различных экспериментов.

Эксперименты	Шероховатость, (Z0)	Температура поверхности, (Ts)	Температура на глубине 10м, (Td)	Альbedo подстилающей поверхности без снега и альbedo снега, (α_s, α_{ch})
Б	Z0	Ts	Td	$\alpha_s, \alpha_{ch}=0.8$
T01	Z0 × 2	Ts	Td	$\alpha_s, \alpha_{ch}=0.8$
T02	Z0 × 2	Ts + 3	Td + 1,5	$\alpha_s, \alpha_{ch}=0.8$
T03	Z0 + 10	Ts	Td	$\alpha_s, \alpha_{ch}=0.8$
T04	Z0 + 10	Ts + 1	Td + 0,5	$\alpha_s, \alpha_{ch}=0.8$
T05	Z0 + 10	Ts	Td	$\alpha_s = 0,18, \alpha_{ch} = 0,4$
T06	Z0 + 10	Ts + 1	Td + 0,5	$\alpha_s = 0,18, \alpha_{ch} = 0,4$

Все эксперименты проводились согласно протоколу AMIP (Atmospheric Intercomparison Model Project) – проекта по сравнению моделей. Во всех экспериментах температура поверхности океана задавалась в соответствии с данными наблюдений, интерполированными на сетку модели, концентрация углекислого газа не менялась и орография соответствовала требовавшимся параметрам.

Для проведения экспериментов по влиянию крупных городов на циркуляцию атмосферы в точках сетки модели, соответствующих 20 крупнейших городов мира (см. табл. 2) в соответствии с табл. 1 менялись физические характеристики подстилающей поверхности.

3 Результаты

При анализе экспериментов основными задачами являлось:

1. определение чувствительности модели к изменению свойств подстилающей поверхности в крупных городах;
2. оценка возможного приближения результатов моделирования к эталонным данным при использовании таких простых схем учета особенностей городов.

Для анализа чувствительности модели к изменению свойств подстилающей поверхности в мегаполисах были рассчитаны осредненные за 10 лет (эксперименты Б, T02 и T07) и за 2 года (остальные эксперименты) разности между температурой приземного воздуха и осадками. Разности были найдены для центральных месяцев сезона (февраль, апрель, июль, октябрь). Отметим, что в средних

полях для всего года характерны весьма обширные области с положительными и отрицательными разностями температуры более 1–2 градусов. Согласно расчетам основная часть разностей статистически не значима уже на 90% уровне. Этот факт не позволяет сделать каких-либо обоснованных выводов касательно их природы, однако оставляет возможность сравнить между собой «базовый» и «возмущенный» эксперименты. Мы не приводим также в статье полей разностей в отдельные годы, но стоит заметить, что их структура заметно менялась.

Поля средних разностей осадков в центральные месяцы сезонов имеют ячеистую структуру, и выделение конкретных областей со значимыми изменениями средних осадков затруднительно. Осадки в Евразии в основном уменьшились, но есть регионы и с увеличением осадков до 5 мм.

Основной задачей работы также был анализ степени приближения модельного климата к наблюдаемому. В качестве оценки наблюдаемого климата был выбран реанализ NCAR/NCEP. Для анализа были рассмотрены области вокруг крупных городов. Область каждого города представлялась как центр квадрата со сторонами, равными приблизительно 300 км. Результаты сравнения приведены в таблице 2. Цветом в таблице выделены наименьшие разности температур между данными, полученными в экспериментах и реанализом.

Таблица 2 – Изменения температуры воздуха в регионах крупных мегаполисов в экспериментах по сравнению с эталоном

Город	Двухлетние эксперименты					Десятилетние эксперименты		
	Б (2 года)	T01	T03	T04	T05	Б (10 лет)	T02	T06
Санкт-Петербург	0,27	0,30	0,34	0,50	0,32	1,87	2,22	2,15
Екатеринбург	0,29	0,29	0,34	0,60	0,31	1,45	1,58	1,46
Москва	0,21	0,26	0,26	0,67	0,30	1,41	1,62	1,74
Новосибирск	0,32	0,21	0,32	0,49	0,21	1,22	1,41	1,33
Лондон	0,23	0,24	0,21	0,30	0,22	0,89	0,99	1,00
Чикаго	0,64	0,56	0,58	0,82	0,68	3,25	3,12	3,16
Ташкент	-0,19	-0,17	-0,13	0,14	-0,10	-0,45	-0,08	-0,10
Стамбул	0,09	0,12	0,15	0,43	0,11	0,29	0,85	0,62
Нью-Йорк	0,25	0,23	0,24	0,43	0,35	1,34	1,30	1,31
Сеул	0,14	0,19	0,13	0,45	0,19	0,64	1,21	1,13
Токио	0,05	0,16	0,10	0,12	0,12	0,54	0,77	0,80
Лос-Анджелес	0,27	0,24	0,31	0,51	0,25	1,97	2,32	2,22
Триполи	-0,48	-0,47	-0,50	-0,36	-0,43	-3,35	-3,04	-3,05
Шанхай	-0,59	-0,57	-0,55	-0,23	-0,50	-3,94	-3,36	-3,26
Калькутта	-0,80	-0,80	-0,81	-0,68	-0,78	-4,48	-4,24	-4,32
Мехико	0,81	0,80	0,79	0,90	0,76	4,77	5,09	5,04
Сан-Паулу	-0,29	-0,25	-0,28	-0,14	-0,25	-1,64	-1,39	-1,55
Претория	0,12	0,04	0,13	0,29	0,01	0,39	0,79	0,71
Сидней	-0,51	-0,54	-0,56	-0,55	-0,49	-2,71	-2,80	-2,70
Буэнос-Айрес	-0,21	-0,18	-0,20	-0,13	-0,22	-1,09	-0,80	-0,98

Основываясь на полученных результатах можно сказать, что учет особенностей подстилающей поверхности не привел к приближению воспроизводимого климата к эталонному в регионах 5 городов согласно двухлетним экспериментам (Санкт-Петербург, Екатеринбург, Москва, Стамбул, Токио) и в регионах 11 городов

согласно десятилетним экспериментам (в добавление к перечисленным городам – Новосибирск, Лондон, Стамбул, Сеул, Токи, Лос-Анджелес, Мехико и Претория). При этом из двух десятилетних возмущенных экспериментов лучшим оказался T02; для Ташкента отличие температуры в данном эксперименте от реанализа составило всего 0,08 градуса. Разница между оценками базового и возмущенных экспериментов не превышает 1 градуса, достигая максимума в 0,68 градуса для Калькутты (эксперимент T06).

4 Выводы и перспективы дальнейших исследований

В работе исследованы некоторые результаты по учету особенностей подстилающей поверхности на территории крупных городов в модели ОЦА. Приведен анализ влияния изменения характеристик подстилающей поверхности в городах на приземную температуру. Показано, что температура в модельной атмосфере чувствительна к изменениям свойств поверхности в городах. По оценкам десятилетних экспериментов также показано, что для 9 из 20 выбранных для исследования территорий наблюдается приближение температуры приземного воздуха к наблюдаемому климату при учете «городских» параметров. В той части, где подобного результата не удалось получить, предполагается изменить модель поверхности города.

Благодарности. Работа проведена при частичной поддержке Грантов РФФИ № 06-05-64104-а, 07-05-13610-ц, 07-08-00491-а, 08-05-13545-офи_ц.

Литература

1. Курбаткин Г.П., Дегтярев А.И., Фролов А.В. Спектральная модель атмосферы, инициализация и база данных для численного прогноза погоды. – СПб, Гидрометеиздат, 1994, 184 с.
2. Оке Т.Р. Климаты пограничного слоя. – Ленинград. Гидрометеиздат, 1982, 292 с.
3. Левеллин Р.А., Вашингтон У.М. Региональные и глобальные аспекты. В сборнике статей "Энергия и Климат"/ Под ред. Г. В. Грузы, С. С. Хмелевцова. – Ленинград Гидрометеоздат, 1981, с. 99–226.
4. Рубинштейн К.Г., Егорова Е.Н. Оценка воспроизведения годового хода характеристик атмосферы и суши моделью общей циркуляции атмосферы. – Труды Гидрометцентра России, 2000, вып. 333, с. 41–98.
5. Рубинштейн К.Г., Игнатов Р.Ю., Егорова Е.Н. О связи температуры поверхности океана и характеристик азиатского муссона. – Метеорология и Гидрология, 2001, № 8, с.18–26.
6. Рубинштейн К.Г., Егорова Е.Н. Влияние межгодовой аномалии температуры поверхности океана на изменчивость атмосферы (Результаты численных экспериментов с моделью Общей Циркуляции Атмосферы Гидрометцентра России). – Метеорология и Гидрология, 2002, № 2.
7. Best, M.J. (2005) Representing urban areas within operational numerical weather prediction models. *Boundary-Layer Meteorology*, 114, pp. 91–109.
8. Best, M.J., C.S.B. Grimmond, M. G. Villani (2006) Evaluation of the urban tile in mosses using surface energy balance observations. *Boundary-Layer Meteorology*, 118, pp. 503 -525.
9. Menglin, J., J. Marshall Shepherd (2005) Inclusion of urban landscape in a climate model. How can satellite data help? *American Meteorological Society (BAMS)*, May 2005, pp. 681-689.

10. *Oke, T.R.* (1982) The energetic basis of the urban heat island, *Quart. J. R Met. Soc.*, 1982, 108, pp. 1–24.
11. *Rosenzweig, C., W.D. Solecki* (2001) Climate change and a global city. Learning from New York. *Environment*, Vol. 43, No. 3, pp. 8–18.

An analysis of the average surface temperature changes in the experiments with the general atmospheric circulation model of the Hydrometcenter of Russia taking into account city surface features

Abstract. *In the paper the general atmospheric circulation model sensitivity to the surface characteristics changes in the urban areas is analyzed. It was shown that surface temperature in the certain areas got closer to the climatic values in the experiments taking into account city surface features. Later on we will change the city parameters in other ways for the areas where no improvement was obtained.*

Keywords: *general atmospheric circulation model, numerical experiments, model sensitivity, urban model, surface atmospheric temperature, heat island.*

A.M. Pirnach, Prof., Sc.D., S.M. Dudar, V.M. Shpyg
Ukrainian Hydrometeorological Research Institute, Kyiv, Ukraine

NUMERICAL SIMULATION OF THE DANGEROUS EVENTS IN THE STEPPE PART OF UKRAINE

Abstract. *The three-dimension diagnostic and prognostic models of frontal cloud systems have been used for investigation of atmospheric phenomena connected with atmospheric fronts and their cloud systems that caused the damage events. Case of high convective cell caused aircrafts accident (August of 2006) will be presented in detail. It is found that is plausible to assume that crash was caused by conditions as follow: violent development of chimney clouds on the way of aircraft; cells of the strong vertical motions that can make the flight out of control; zones of instability that caused strong turbulence; chimney convective clouds with crystal tops and mixed layers that caused riming of aircraft.*

Keywords: *numerical simulation, frontal cloud system, aircraft crush, chimney clouds.*

1 Introduction

The paper continues theoretical investigations of different phenomena connected with atmospheric fronts and their cloud systems. In recent years numerical simulations of the various dangerous weather events caused the damages in frame aircrafts, agriculture, transport etc have been fulfilled in UHRI. Cases of strong shower, heavy convective and long lasting precipitation, spouts (as example in July of 1969, March of 2004) have been investigated [3-6]. Series of numerical experiments have been carried out with aim to research the key parameters caused formation of deep rotor cells and the phenomena accompanied it. Case with deep convective cell caused the aircraft accident will be below presented in detail.

2 Research methodology

The three-dimension diagnostic and prognostic models with non-elastic dynamics and detailed microphysics have been adapted for theoretical interpretation of the investigated phenomena. There is proposed research methodology based on numerical integration of dynamic and thermodynamic full equations jointly with kinetic equations for cloud particles distribution functions. Investigation of rotor structure of mesoscale phenomena have carried out by calculation and analysis of vertical component of vorticity and several components of the vorticity equation. Detail description of an evolution of cloud particles (cloud drops, rain drops, crystals, cloud and ice nuclei, etc.) are used to study the microphysical processes into widespread and convective frontal clouds [2, 4, 5, 6].

The purpose of this paper is to develop a methodology suitable for modelling of deep convective cells embedded in frontal cloud systems. Conditions of formation and development of cloudiness, precipitation, convective cells, and rotor cells were estimated for flat and complex terrain. Features of vortical movement in cumulus clouds and nearest environment were basically investigated in frame of vortex theory based on application the vorticity equation.

The developed models for complex relief use a terrain-following “Z-sigma” coordinate system that followed terrain relief and kept top coordinate surface on a target constant height. Coordinate system transformation has been used and Cartesian coordinates were replaced by a terrain-following sigma coordinates. Axes of x , y and z directed in east, north, and vertical respectively. x , y , z are the Cartesian coordinates, ξ , η , ζ are Z-sigma coordinates.

$$\xi = x, \quad \eta = y, \quad \zeta = \frac{z - \Gamma}{H - \Gamma} H. \quad (1)$$

$\Gamma(x,y)$ is a relief function, H is highest ζ .

Clouds, vertical motions, rotor structure, relief were selected as key parameters for investigation. A relationship for calculation of vertical vorticity was used as follows:

$$\Omega_{\zeta} = \frac{\partial v}{\partial \xi} - \frac{\partial u}{\partial \eta}. \quad (2)$$

Ω_{ζ} is vertical vorticity, u , v are the horizontal components of wind velocity respectively calculated by integration of the full dynamic equation system [2,6]. Vertical motions have been calculated by integration of the system that included equations:

$$\frac{\partial^2 \rho u}{\partial \zeta \partial \xi} + \frac{\partial^2 \rho v}{\partial \zeta \partial \eta} + \frac{\partial^2 \rho \tilde{w}}{\partial \zeta^2} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{d\tilde{w}_i}{dt} = -g - \frac{1}{\rho} \left[\frac{\partial p}{\partial \zeta} \frac{1}{G_0} \right] + \Delta \tilde{w}, \quad (4)$$

t is calculation time, p , ρ and \tilde{w} are pressure, air density and analogue of vertical component of wind velocity respectively. $\Delta \tilde{w}$ and G_0 presented turbulence and $\partial \zeta / \partial z$ [5]. There are the z -integrated continuity equation (3) and full equation for vertical motion (4) that was used in different combination against different physical assumptions, type of cloudiness, calculation stage and features of modelling process. Total calculated scheme have been realized by splitting method. Description of schemes is in [2, 5, 6].

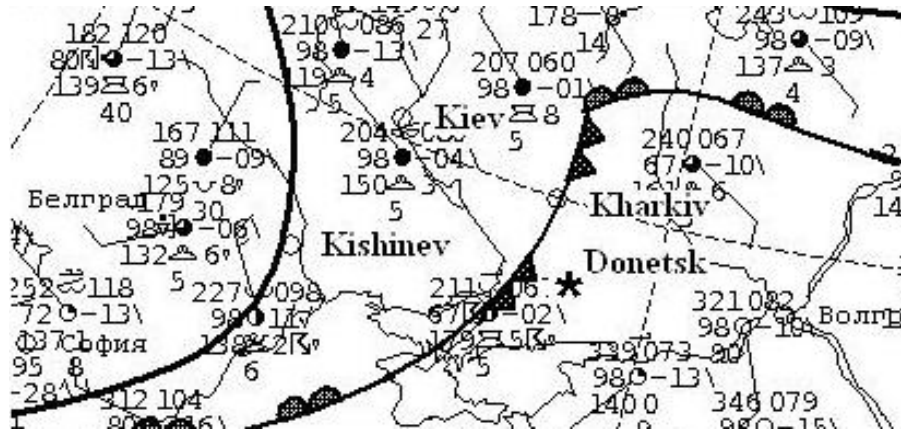
3 Initial data

Synoptic analysis and numerical modelling were used for description of current state of atmosphere at target time and space. Initialization of models was performed by rawinsond data from the regular network of Ukraine and neighbour stations of Europe and Asia obtained from INTERNET. 3-D diagnostic models were constructed and the received meteorological fields have been used for initialization of time development models. For the size distribution functions of cloud and participation particles the initial data were calculated by well-known empirical relationships, as an example, the Khrgian–Masin size distribution for cloud particles and Marshal – Palmer distribution for precipitation particles.

Initial stage ($t = 0$) of meteorological fields respectively is equal to 10:30 GMT. Origin of coordinates $(x, y) = (0,0)$ is Kryvyi Rig. Aircraft crash happened in 45 km from Donetsk in northwest direction. Area in frame $300 < x < 320$ km, $25 < y < 45$ km was selected for detail investigation. Nested grid were used in region $20 < x < 360$ km, $-10 < y < 50$ km. Steps of nested grid are $s_x = s_y = 1$ km, $s_z = 120$ m in x , y , z direction accordingly. In order to reduce description coordinates ξ , η , ζ are renamed as x , y , z respectively. In cases of complex relief $z = 0$ is located on earth surface, in case of Cartesian coordinates $z = 0$ is on sea level.

4 Synoptic situation

Analysis of all available meteorological information shows that Eastern part of Ukraine was under the influence of a cold front with possible lightnings, thunderstorms and gusts (see Fig. 1,2).



Symbol ***** represent Donetsk, $(x, y) = (338; 4 \text{ km})$.

Fig. 1 – Part of synoptic chart. Distribution of atmospheric fronts.

Available radar information shows that height of clouds reached up to 15 km, which is very rare over this region in summer time [1]. Observations of cloud evolution pointed to presence of deep Cb cells into accident region.

5 Diagnostic modelling

Diagnostic numerical modelling was used for construction of initial meteorological fields and analysis of weather conditions in investigation region. Weather situation was reconstructed by diagnostic model (calculation carried out in terrain-following “Z-sigma” and Cartesian coordinate systems). In Fig. 2 it is shown distribution of surface pressure and temperature; updraft z-maxima, and surface rotor were calculated for complex (first case) and flat (second case) relief at $t = 0$.

Chaotic structure with several bands and spouts takes place for these fields for complicate relief. Closed area of low pressure and cold air zone are observed near to the crash point. Strong vertical motion; clouds and strong rotation have been found in calculation area nearby the place of investigated accident. Both anticyclone and cyclone formation occur in it. Bands of cyclonic cells can be reason why formation deep convective cells development very fast. The vertical vortices of cyclonic and anticyclone formation can coexist as paired formations or as chaotic formations. The organized structure (like bands) aligned along the inhomogeneous structures of relief are found.

Excluding of relief caused homogeneous cyclonic rotation. There are uniform decreasing of pressure from the west to the east and uniform increasing of temperature from the west to the east respectively. Chains of rotor cells and vertical motions were found on a south–east border of the investigated region at $y < 10 \text{ km}$. There are isotherms and isobars are not parallel and baroclinicity reveal itself very clearly. Special consideration of the same structures will be given below.

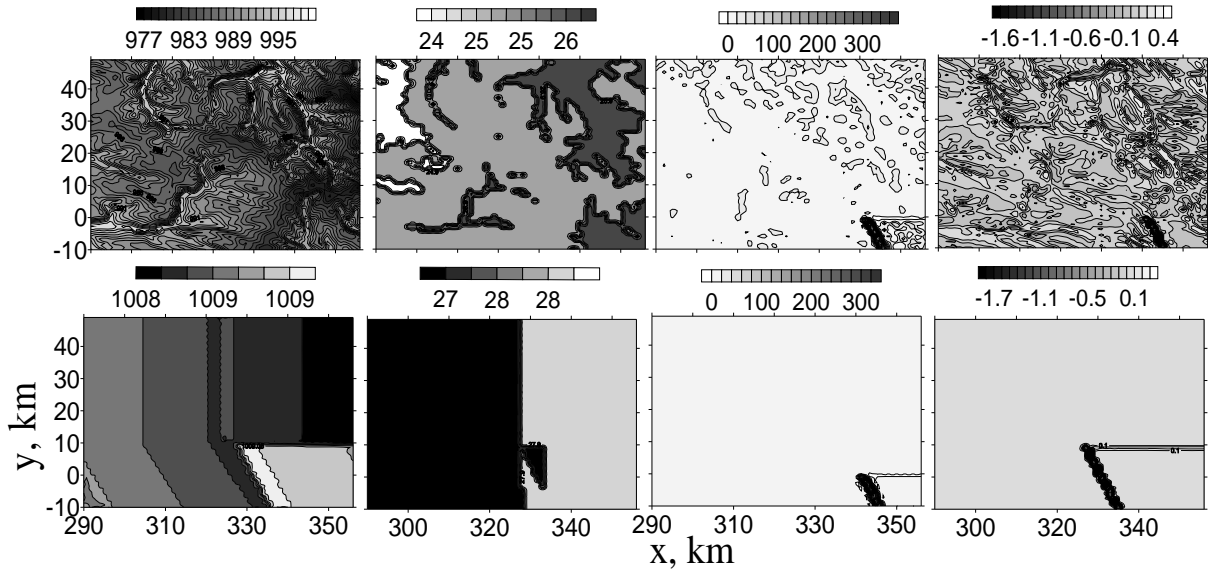


Fig. 2 – Initial distribution of meteorological fields. Surface pressure, hPa is first column; temperature, °C is second column; updraft z-maxima, cm/s is third column; rotor, $10^{-3}/s$ is fourth column. First and second rows present runs with and without relief account accordingly.

Ice supersaturation cells were not found in this region for both cases. Probably lack of observation data was not let them to reveal itself. Probably very strong activity of cloud and precipitation formation caused the total realization of the free water vapour. High temperature, zero isotherms ranged at the 3-4 km height caused the deep layers of subsaturation under bases of clouds and intensive evaporation of precipitation below clouds.

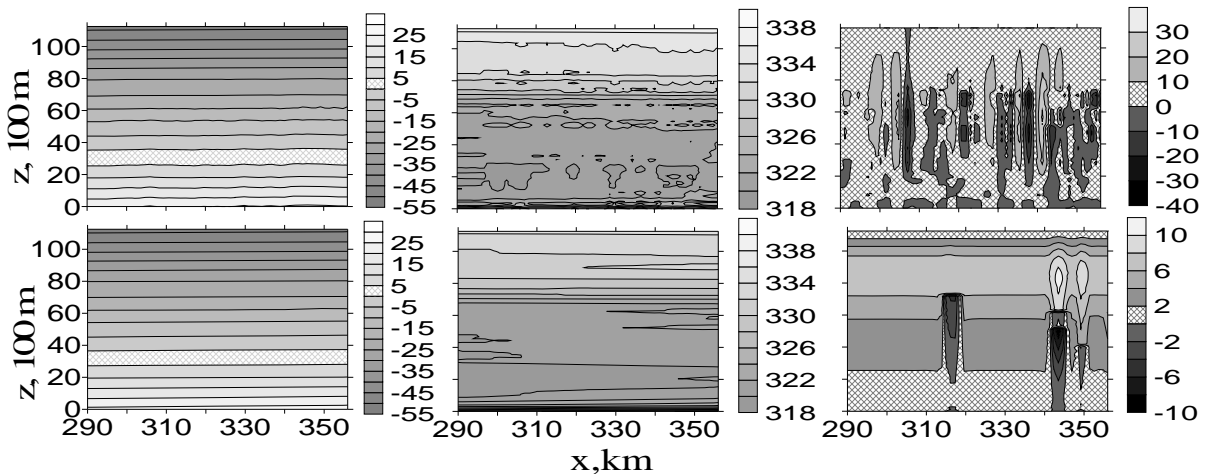


Fig. 3 – Vertical distributions of initial air features. Temperature, °C is first column; pseudo-equivalent temperature, K is second column and vertical motions, cm/s is third column at $y = 31$ km with (first row) and without (second row) relief account. Coordinates ξ, η, ζ are renamed as x, y, z respectively.

Figure 3 shows vertical structure of temperature and vertical motions into nested grid at $y = 31$ km. Vertical motions have the cell structure. Many deep columns of updrafts and the cell structure of pseudo-equivalent temperature depicted presence of deep chimney clouds in this region. Second row of this figure show a deep column of vertical motion nearby the

accident place and two deep columns on the right board at $x = 318$ km and at $x > 340$ km. With including relief many dipoles of vertical motion have place. Pseudo-equivalent temperature (second column) confirm strong air instability both with and without of relief account. In first case more small instability cells have been observed and their number increased with including relief.

6 Evolution of cloud features accompanied aircraft crash

Runs for plate and complex relief shown the crucial role of relief in formation and development of chimney clouds (see Fig. 4). Relief caused the deep layers of mixing clouds that placed upon 0-isotherm and reached 9 km and ice cloud top exceeded 12 km and caused riming processes for aircrafts.

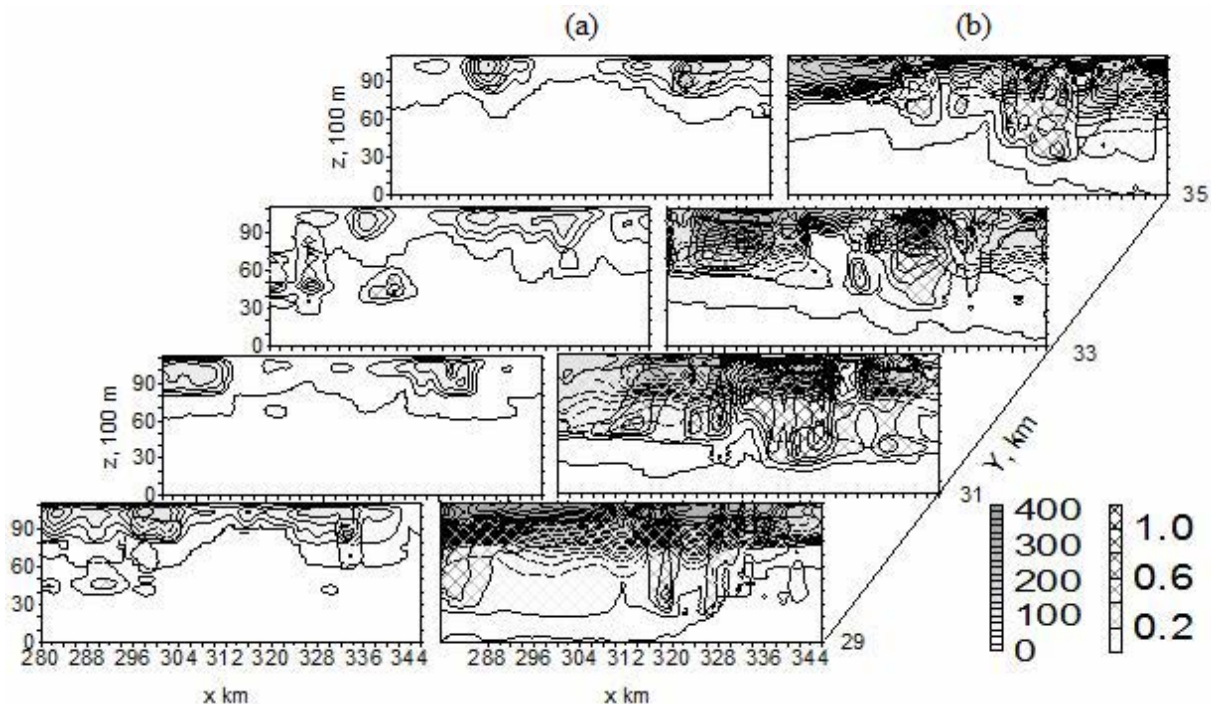


Fig. 4 – Space distribution of ice concentration and water content at 11:30 GMT. Ice concentration 1000/g is presented by numbers near 1st scale; water content, g/kg, is presented by numbers near 2nd scale. (a) numerical runs for flat relief; (b) numerical runs for complex relief.

Clouds ranged at heights that exceeded 5 km. z-maximums of water content were found at $8 < z < 9$ km. Presence of cloud drops at the very low temperature was very suitable for riming process and very dangerous for airplane flight. Ice concentration in tops of clouds exceeded $10^5/g$ and there were rich sources for seeding of mixing clouds and formation of precipitation. But deep layers of ice subsaturation take place below clouds and they let fall to the ground to the very large parts of precipitation only. With excluded relief from accounts clouds ranged higher and mixing clouds were thin and rare.

As we can see in Fig. 4 – 6 the powerful convective systems had formed less than 30 minutes from single clouds to the widespread convective systems with very great values of total water content. Chaotic rotor structures transform in ordered structures as band or as closed regions.

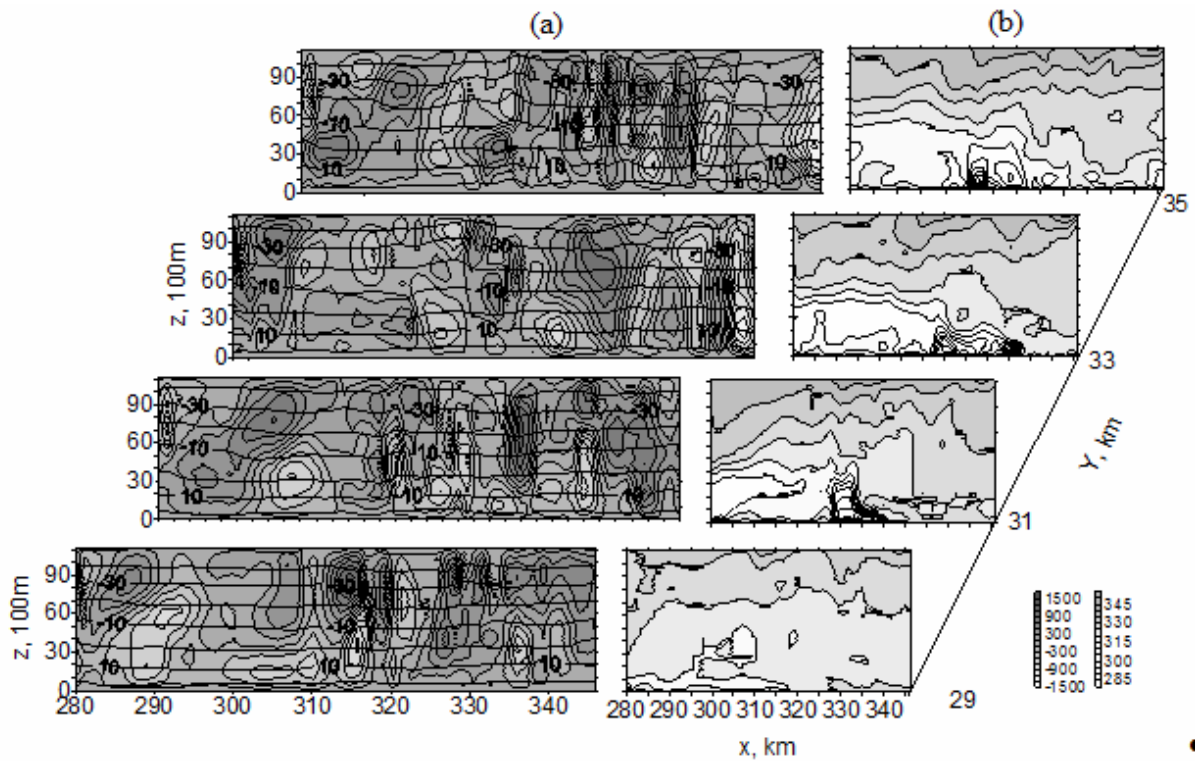


Fig. 5 – Space distribution of vertical motion and temperature at $t = 1$ hour. (a) temperature, $^{\circ}\text{C}$, numbers near isoline; vertical motion, cm/s , numbers near 1st scale; (b) pseudo-equivalent temperature, $^{\circ}\text{K}$, numbers near 2nd scale.

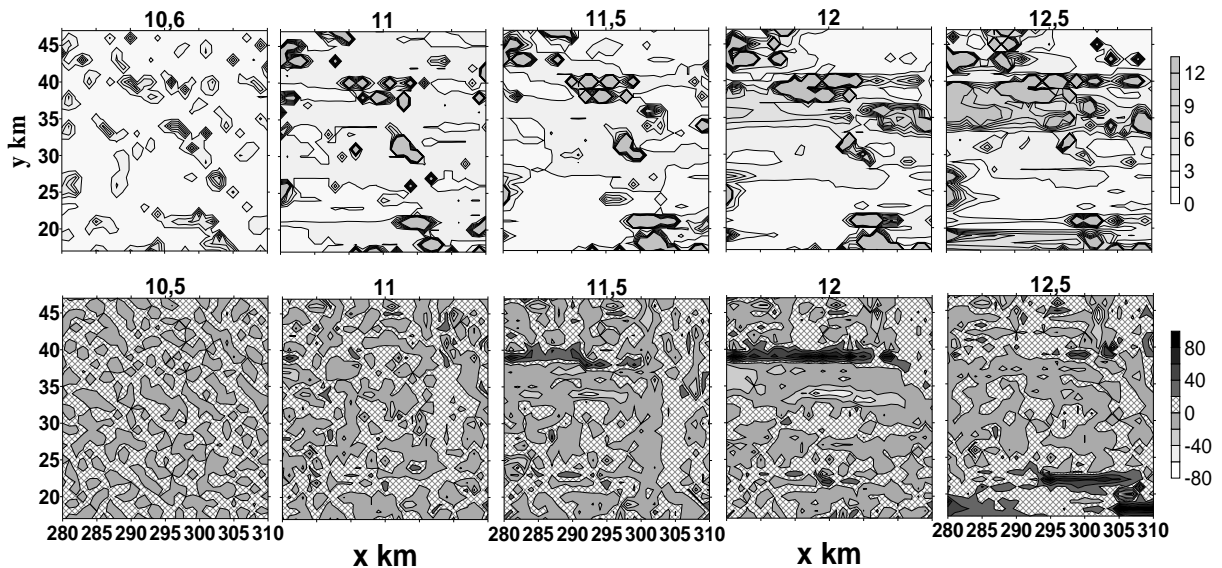


Fig. 6 – Cloud and rotor temporal and spatial evolution. Ice and water content z -integral presented as precipitation sum, mm (first row) and vortex temporal and spatial distribution Ω , $10^{-3}/\text{s}$ (second row). Numbers at top are GMT (aircraft-crash time is 11:38).

Two interesting events have need to attention. At $t = 11,5$ h a cyclonic rotor band near $y = 40$ km accompanied chain of convective clouds. After $t = 12:30$ GMT the cyclone rotor band disappeared and the cloud chain take up by a new development cloud system. At that

time near $y = 30$ km an anticyclone rotor band accompanied spot of clouds that development in single cloud. After $t = 12$ h cloud began to decrease and disappeared after 12:30 in new cloud system. The organized anticyclone rotor domain destroyed. Similar process with a cyclonic rotor band begin at $t = 12,5$ h at $y = 20$ km. Corresponding convective cloud in this case have been formed at $t = 11$ h. Probably deep clouds caused the organized rotor structure.

7 Conclusions

Numerical simulation frontal cloud systems accompanied aircraft crash in steppe part of Ukraine were fulfilled. Convective cells and widespread cloudiness developed in central Ukraine on August of 2006 have been considered in detail. Numerical experiments with using two coordinate systems were carried out and influence of relief on the cloud and precipitation development was investigated.

Conditions of formation and development of high convective cells and rotor cells have been analyzed for plate and complex terrain. It is found that in many cases the relief was the crucial reason why chimney convective clouds were developed.

It is found that is plausible to assume that crash was caused by conditions as follow: violent development chimney clouds on the way of aircrafts; cells of the strong vertical motions that can make the flight out of control; zones of instability that caused strong turbulence; chimney convective clouds with crystal tops and very high deep mixed layers that caused riming of aircraft.

References

1. Kryvobok, O., L. Savchenko (2007) Analysis of satellite data on 22 August 2006 (plane-crash over eastern part of Ukraine). 4th European Conference on Severe Storms, 10 – 14 September 2007, Trieste, Italy.
2. Pirnach, A. (1998) Construction and application of the various numerical models for study the cloud dynamics and structure of the frontal rainbands. J. Atmos. Res., pp. 45–47.
3. Пірнач Г.М., Заболоцька Т.М., Підгурська В.М., Шниталь Т.М. Чисельні та експериментальні дослідження фронтальних хмарних систем, які зумовили небезпечні явища на Україні. – Наук. праці УкрНДГМІ, 2002, вип. 250, с. 42 -60.
4. Пірнач Г.М., Білокобильский А.В. Чисельне моделювання літніх фронтальних хмар. – Наук. праці УкрНДГМ, 2000, вип. 248, с. 5–21.
5. Пірнач Г.М. Моделювання фронтальних хмар із сильними опадами для рівнинних та гірських рельєфів. – Наук. праці УкрНДГМІ, 2005, вип. 25, с. 37–50.
6. Пірнач Г.М., Шниг В.М. Моделювання потужних конвективних хмар – Геоінформатика, 2007, № 4, с. 86–94.

Численное моделирование опасных явлений в степной части Украины

Аннотация. Трехмерные диагностические и прогностические модели фронтальных облачных систем были использованы для исследования опасных атмосферных явлений, связанных с атмосферными фронтами и их облачными системами. В статье проведен анализ эволюции сверхмощной конвективной ячейки обусловившей аварию самолета в августе 2006 года над Донецком. Были сделаны предположения, что возможными причинами аварии самолета могли быть такие факторы: взрывное развитие мощных кучевых облаков вертикального развития на пути полета самолета; зоны неустойчивости, обусловившие сильную турбулентность; мощные слои смешанных облаков при низкой температуре, которые могли обеспечить быстрое обледенение самолета.

Ключевые слова: численное моделирование, фронтальные облачные системы, авиационные катастрофы, дымовые облака

А.М.Пирнач, д.ф.-м.н., проф., В.М.Шпиг

Украинский научно-исследовательский гидрометеорологический институт

ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭВОЛЮЦИИ МЕЗОМАСШТАБНЫХ ОБРАЗОВАНИЙ, СОПРОВОЖДАВШИХ ОПАСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В КРЫМУ

Аннотация. *Трехмерные численные модели фронтальных облачных систем с детализированной микрофизикой, разработанные в УкрНИГМИ, были адаптированы к экстремальным условиям повышенной активности смерчей. Численные эксперименты проводились с использованием Декартовой системы координат параллельно с системой координат, учитывающей рельеф. Детально рассмотрены мезомасштабные явления, сопровождавшие цепь смерчей, проходивших над северной частью Крыма 22 июля 2002 года. Серия численных экспериментов была выполнена с целью поиска ключевых параметров, которые могли быть причиной возникновения исследуемых опасных явлений или определяли степень их активности.*

Ключевые слова: *численные модели, фронтальные облачные системы, вихри, мощные конвективные облака.*

1 Введение

Настоящая работа продолжает многолетние теоретические и экспериментальные исследования фронтальных облачных систем и связанных с ними различных феноменальных явлений. Многие поколения отечественных и зарубежных ученых посвящали им свои исследования, а каждое новое исследование ставило новые вопросы и задачи. В последние годы авторами статьи моделировались фронтальные облачные системы, обусловившие опасные явления над Крымом и другими территориями Украины. Численные модели фронтальных облачных систем, проходивших над Крымом, первоначально были построены с целью теоретической интерпретации полевых экспериментов с кучевыми облаками, которые выполнялись на противоградовом экспериментальном метеорологическом полигоне (ПЭМП) в восточном Крыму [1]. Предметом изучения служили особенности эволюции облачности и вихрей различных масштабов и физической природы в мощных кучевых облаках и их окрестностях. Трехмерные диагностические и прогностические модели фронтальных облачных систем, разработанные в УкрНИГМИ для теоретической интерпретации полевых экспериментов и для изучения конкретных фронтальных синоптических ситуаций, были адаптированы для моделирования фронтальных облачных систем, сопровождавших опасные явления (шквалы, смерчи, конвективные суперячейки, сильные осадки и др.).

2 Методология исследований

Образование и развитие облачной системы атмосферного фронта моделировалось с помощью системы уравнений, включающей уравнения движения, уравнения для температуры и влажности, уравнения состояния и неразрывности, а также систему кинетических уравнений для функций распределения облачных частиц и частиц осадков по размерам. Диагностические модели использовались для построения начальных полей динамических и термодинамических параметров с целью дальнейшего моделирования эволюции изучаемых мезомасштабных явлений. Прогностические модели облачной атмосферы с детализированной микрофизикой строились с целью проведения численных экспериментов по поиску ключевых

параметров, ответственных за формирование и развитие изучаемых опасных явлений. Использовались Декартова и z -сигма системы координат. Методические основы построения этих моделей описаны в [3–4,6].

Инструментом для исследования вихрей различной физической природы было выбрано уравнение вихря. Процессы формирования вихрей изучались и анализировались с помощью вычисленных по значениям составляющих скорости ветра значениями вертикальной составляющей вихря скорости и значениями отдельных компонент уравнения для этой составляющей. В Декартовой системе координат это уравнение и его составляющие записываются в виде [2]:

$$\frac{\partial \Omega_z}{\partial t} = a - \beta v - \left(u \frac{\partial \Omega_z}{\partial x} + v \frac{\partial \Omega_z}{\partial y} + w \frac{\partial \Omega_z}{\partial z} \right) - b + d + (rot_z \tau)_z, \quad (1)$$

$$\Omega_z = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}, \quad (2)$$

$$a = (T_y P_x - T_x P_y) / (\rho T), \quad (3)$$

$$d = -(\Omega_z + l)(u_x + v_y), \quad (4)$$

$$b = w_y u_z - w_x v_z. \quad (5)$$

Вертикальная составляющая вихря скорости (2) и три составляющих уравнения (1) послужили предметом особенного внимания в этом исследовании. Очевидная роль дивергенции (4) в формировании вихрей дополняется исследованиями влияния термического ветра (3) на образование вихрей синоптического масштаба [2] и исследованиями составляющей (5), характеризующей комбинированное воздействие вертикального сдвига ветра и горизонтальных градиентов вертикальной составляющей скорости ветра, и по утверждению автора [5], являющейся ответственной за образование смерчей.

3 Ключевые параметры и процессы, порождающие смерчи

Ключевые параметры и процессы, которые определяли характер развития мощных конвективных облаков и сильных вихревых движений в области активности смерчей 22 июля 2002 года, были предметом изучения при проведении численных экспериментов. Начало координат $(x; y) = (0; 0)$ выбранной координатной системы соответствует пункту зондирования г. Симферополя. Координаты $(x; y)$ некоторых пунктов в зоне смерчей следующие: Джанкой (19; 113 км), Лобаново (9; 120 км), Выпасное (3; 132 км), Томашивка (-1; 139 км). Оперативные службы отметили цепь смерчей (четыре) в зоне деревень Томашивка–Выпасное и один смерч у деревни Лобаново. Максимальная активность смерчей отмечена временем 12:48 GMT. Смерчи формировались под мощными конвективными облаками, вершины облаков достигали тропопаузы. Более детальное описание этого явления можно найти в [1].

Начальное состояние $t = 0$, выбранное для интегрирования системы, заимствованной в [4], соответствовало времени зондирования 11:00 GMT. Для построения начальных полей были использованы диагностические модели, которые

строились по данным пунктов зондирования Украины и соседних стран (России, Турции, Румынии и др.). Для анализа выбранного состояния атмосферы в заданном районе и его окружении используем расчеты на равномерной сетке с шагами равными 10 км в горизонтальном направлении и 200 м в вертикальном (рис. 1).

Цепочки высоких конвективных образований отмечены на юге исследуемой зоны и на северо-западе. Зона активности смерчей находится в открытом треугольнике, образованном цепочками вихрей различной природы и цепочками высоких конвективных образований. Насыщения по отношению ко льду не обнаружено нигде, что свидетельствует об отсутствии крупномасштабной облачности, и, весьма вероятно, об интенсивном конденсационном и сублимационном росте облачных и дождевых частиц в конвективных облаках. Следует обратить также внимание на расположение изотерм и изобар в области с центром $(x; y) = (10; 130 \text{ км})$. Они расположены под большим углом друг к другу как на земле, так и на высоте, что свидетельствует о большой бароклинности атмосферы в этом районе. Различные возмущения атмосферы наблюдаются поблизости зоны активности смерчей. В самой же зоне градиенты метеорологических характеристик сравнительно небольшие.

Время от времени между разными цепочками возмущений образуются вытянутые структуры в виде пятен или полос, которые при распаде порождают много мелких вихрей с различной угловой скоростью, в том числе и критической для образования смерчей.

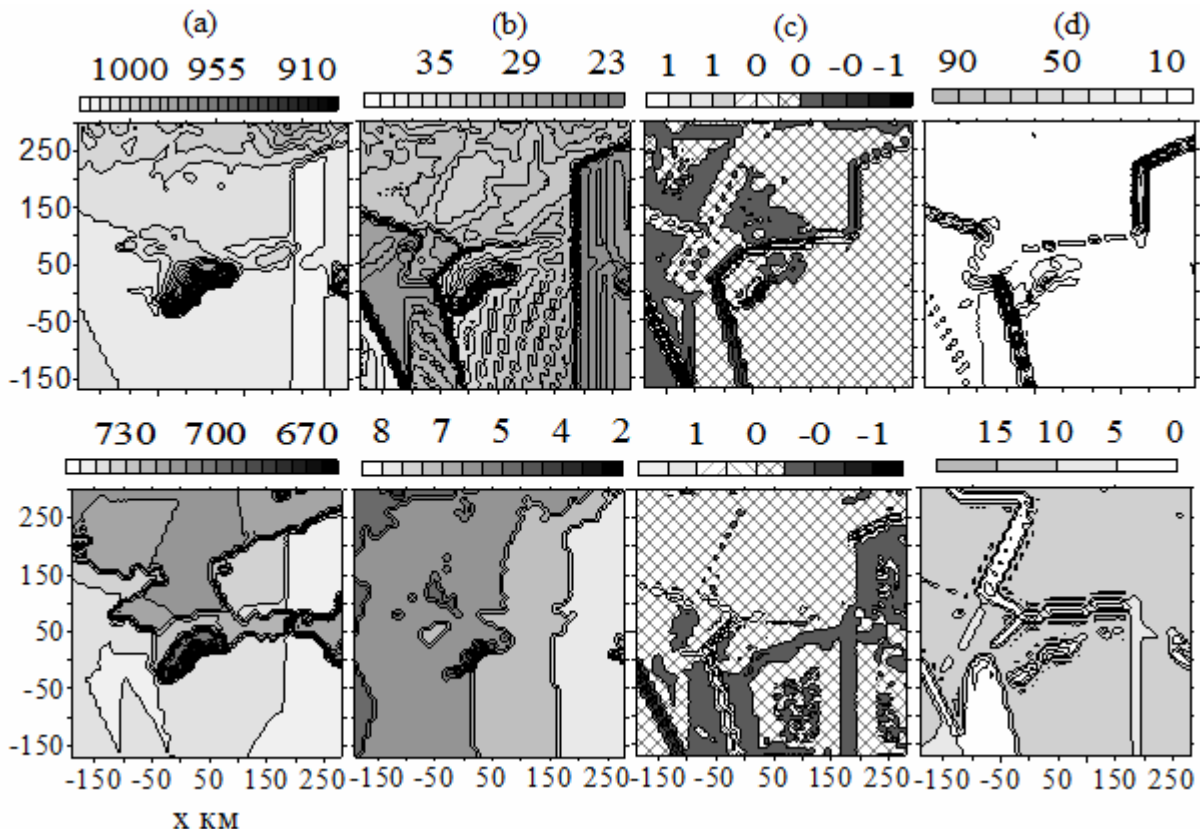
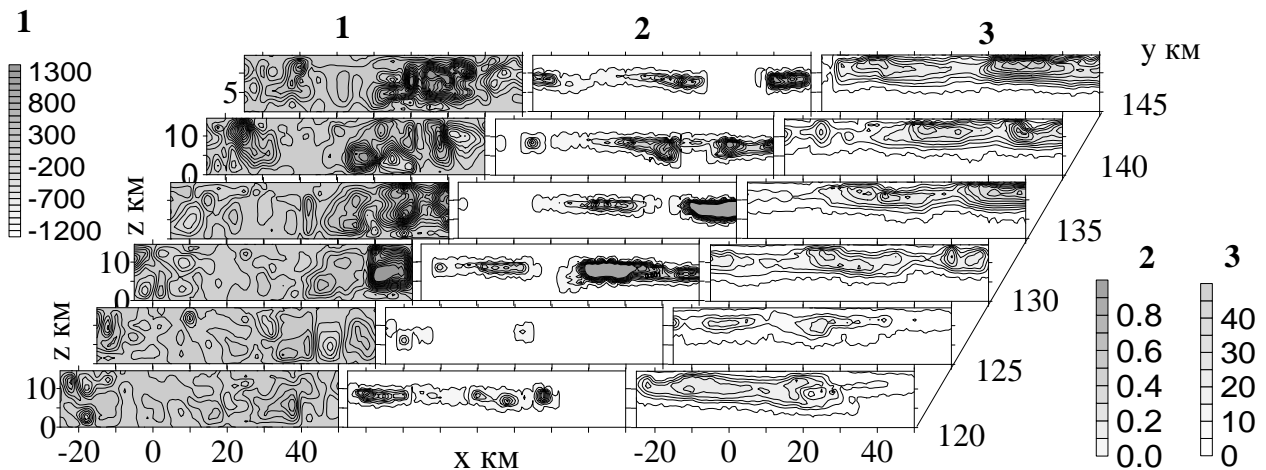


Рис. 1 – Состояние метеорологических характеристик при $t=0$ (11:00 GMT). Первый ряд, (a); (b); (c) – давление, гПа; температура, °C; вертикальная составляющая угловой скорости вихря, 1000/c, при $z=0$; (d) – максимальные по z значения вертикальной скорости, см/с. Второй ряд, как первый, $z=3$ км, (d) – высота столба с восходящими движениями, км.

Эволюция вихрей и облачности в зоне активности смерчей моделировалась с помощью интегрирования интегро-дифференциальной системы уравнений [4] с использованием вложенных сеток. На рис. 2–3 показаны результаты расчетов, полученные с помощью z-сигма системы координат с шагами по горизонтали 2,5 км для мелкой сетки и с шагами 25 км в окружении. Шаг по высоте равнялся 200 м для 75 уровней.

На рис. 2 представлены пространственные распределения вертикальных движений, водности облака и концентрации кристаллов после 90 мин рассчитанной эволюции. Облака были расположены выше нулевой изотермы, в основном выше 5 км. Распределение облачности характерно наличием высоко расположенных мощных смешанных облаков и высокой концентрацией кристаллов над ними, что создавало благоприятные условия для образования осадков.

Несмотря на высокую осадкообразующую способность облаков, осадки из них доходили до земли редко из-за испарения в мощных слоях с недосыщением по отношению ко льду, расположенных под облаками, и выпадали преимущественно в виде града. Максимальные вертикальные движения были расположены вне области активности смерчей, практически окружая эту область со всех сторон. Максимальные значения водности обнаружены на рис.2 при $x > 10$ км и $y > 130$ км. При $y = 125$ км в облачности наблюдается разрыв, показывающих принадлежность представленных облаков к различным облачным образованиям. В окрестности столба с центром $(x; y) = (10; 130$ км) наблюдалось конвективное облако с кристаллической наковальной и мощным слоем с повышенной водностью под ней. Засев кристаллами ниже лежащей смешанной прослойки при наиболее благоприятных условиях с температурой около -12°C могло привести к интенсивной перегонки воды с капель на кристаллы и быстрому росту кристаллов до размеров града. Эти градины не всегда успевали испариться даже в недосыщенном мощном подоблачном слое. К тому же интенсивное испарение этих кристаллов могло заметно понизить температуру воздуха под облаком и на земле, обуславливая ее ячеистую структуру, что, в свою очередь, способствовало образованию новых вихрей и новых конвективных ячеек.



1 – вертикальные движения, см/с; 2 – водность, г/кг; 3 – концентрация кристаллов, 1/г.

Рис. 2 – Распределение облачности и вертикальных движений при $t = 90$ мин.

Эволюция облачности и некоторых характеристик атмосферы, оказавших решающее влияние на развитие вихревых движений приведены на рис. 3. Характерным есть то, что непосредственно в зоне активности смерчей вертикальные движения не

настолько сильные, как в окружающих их областях. Сильные вихри и восходящие движения посещают их лишь на короткое время.

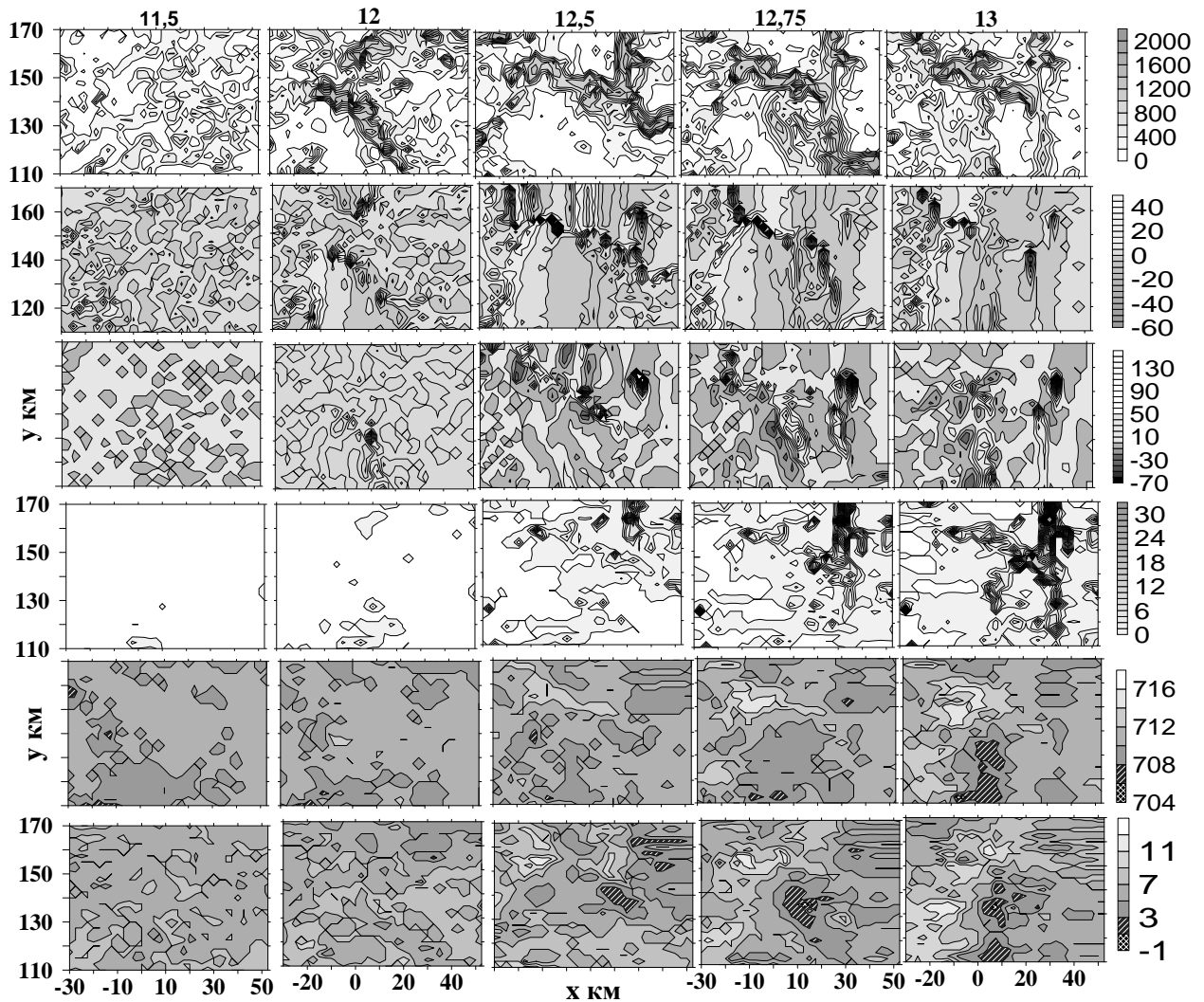


Рис. 3 – Эволюция мезомасштабных образований, сопровождавших смерчи. 1-й ряд – Максимальные по z восходящие движения, см/с, числа у шкалы справа. 2-й – Угловая скорость вихрей, $1/1000$ с на высоте 3 км. 3-й – Составляющая уравнения вихря, $d, 1/10^6 \text{с}^2$, $z = 3$ км. 4-й – Общий запас водности и ледности облаков, мм. 5-й – Давление, гПа, $z = 3$ км. 6-й – Температура, °С, $z = 3$ км.

Анализ результатов моделирования показал, что хорошим индикатором появления опасных явлений являются вертикальные движения. Они первыми сигнализируют о появлении полос повышенных градиентов метеорологических величин. Причем пятна и полосы сильных восходящих движений появляются в нескольких местах. Затем, увеличиваясь пересекаются друг с другом, образуя более крупные образования и сильные вихревые движения, как циклонические, так и антициклонические. Формируются вихревые дорожки, которые при пересечении разбиваются на более мелкие вихри с повышенной угловой скоростью. Наиболее вероятно, что в это время и создаются наиболее благоприятные условия для образования смерчей. Кучевые облака появляются несколько позже после образования

вихревых дорожек и их активный рост сопровождается распадом вихревых дорожек на отдельные вихри. Затем облака собираются в ансамбли, которые могут существовать еще довольно длительное время. Во время распада крупных вихрей от облачного ансамбля, который с некоторым запаздыванием повторяет конфигурацию вертикальных движений, отделяются более мелкие вихри и отдельные облака, которые получив заряд энергии от мощных вихрей могут при благоприятных условиях некоторое время развивать большую угловую скорость. Цепь смерчей, которая имела место в исследуемом районе, с большой вероятностью имела такую природу.

Цепь вихрей с повышенной угловой скоростью в области активности смерчей была замечена уже при $t = 1$ ч (12:00 GMT), но затем она несколько передвинулась на север, очевидно, под влиянием более мощного вихревого образования, представляющего диполь циклон–антициклон, который надвигался с юга. Этот диполь пересек цепочку вихрей, расположенных почти по диагонали вложенной сетки, и объединился с вихрями, которые двигались с севера. Образовалась мощная система вихрей с различными свойствами, которая уже при $t = 105$ мин (12:45 GMT) начала быстро распадаться, организуя систему мелких вихрей в зоне активности смерчей. Наиболее активной в этот момент была и сдвиговая составляющая уравнения вихря (третий ряд). Две цепи циклонических и антициклонических ячеек явно просматриваются в этом ряду в этот момент. Совпадение по знаку для этой составляющей и угловой скорости вихря четко просматривается для антициклонических ячеек. Возможно, они и входили в состав цепочки смерчей.

Давление имело ячеистую структуру. В области активности смерчей оно было пониженным. Отдельные замкнутые ячейки с пониженным давлением сопровождали развитие облачности и мелких вихрей. С течением времени после прохождения смерчей сужались области с пониженным давлением и расширялись области с повышенным давлением. Ячейки вытягивались в виде эллипсов, расположенных почти перпендикулярно к подобным замкнутым структурам пониженной температуры.

В ячейках пониженной температуры, расположенных в области прохождения смерчей, по мере приближения времени возникновения смерчей температура понижалась. В окрестности точки $(x, y, z) = (10, 130, 3 \text{ км})$ она понизилась от 1 до -1 °C менее чем за 30 мин. Минимальная температура (-1 °C) на рис. 3 отмечена при $t = 105$ мин. При $t = 120$ мин минимум был равен 0°С. Вероятно, наличие замкнутых ячеек пониженной температуры и резкое ее понижение в таких ячейках, а также взаимное расположения замкнутых ячеек температуры и давления может служить одним из предикторов появления вихрей с критической угловой скоростью.

Сравнительный анализ результатов численных экспериментов для плоских и сложных рельефов, выполненных с использованием Декартовой и z -сигма систем координат показал, что исключение рельефа из расчетов эволюции облачности приводило к исчезновению мелких вихрей с повышенной угловой скоростью и мощных конвективных ячеек. Расчеты, проведенные в Декартовой системе координат без учета рельефа, не были отмечены появлением особо опасных возмущений в данной области.

4 Выводы

Трехмерные диагностические и прогностические микрофизические модели с учетом и без учета орографии, разработанные в УкрНИГМИ, были адаптированы для условий эволюции фронтальных облачных систем в экстремальных условиях развития смерчей. Проведено несколько серий численных экспериментов с целью поиска

ключевых параметров, определяющих характер развития вихревых образований и сопровождающих их явлений.

Наличие ячеистой структуры в распределении давления и температуры обуславливало развитие зон конвергенции и сверхмощных конвективных образований. Повышенные градиенты давления, температуры, вертикальной составляющей вихря, усиленные орографией, обуславливали развитие очагов холодного воздуха, полос или очагов сильных восходящих и нисходящих движений, цепочки циклонических и антициклонических вихрей, супермощных конвективных ячеек с вертикальными движениями, скорость которых достигала десятков м/с.

Результаты сравнительного анализа относительного влияния различных составляющих уравнения вихря на эволюцию мезомасштабных циклонических и антициклонических образований показал, что наиболее сильным является влияние дивергенции. Сравнимым с ним при очень сильных восходящих движениях может быть и влияние сдвиговой составляющей.

Наиболее вероятно, что особо опасными бывают случаи, когда обе эти составляющие действуют в одном направлении с угловой скоростью вихря, обуславливая ее быстрый рост. Составляющая, представляющая влияние термического ветра в исследуемых ситуациях, по величине была более чем на порядок ниже вышеназванных составляющих.

Расчеты проведенны в Декартовой системе координат без учета рельефа не были отмечены наличием особо опасных явлений в данной области.

Литература

1. Лесков Б.Н., Пирнач Г.М., Сирота М.В., Шниг В.М. Смерчі у Криму 22 липня 2002 року. – Наук. пр. УкрНДГМІ, 2007, вип.256, с. 75–91.
2. Матвеев Л.Т. Правила качественного анализа условий вихреобразования в атмосфере и некоторые результаты их проверки. – Метеорология и гидрология, 1955, №4, с. 28–30.
3. Паламарчук Л.В., Пирнач А.М. Исследование внутренней структуры фронтальных зон при помощи трехмерных полуэмпирических моделей. – Тр. УкрНИГМИ, 1992, вып.243, с. 107–124.
4. Пирнач Г.М. Моделювання фронтальних хмар із сильними опадами для рівнинних та гірських рельєфів. – Наук. праці УкрНДГМІ, 2005, вип.251, с. 37–50.
5. Ромов А.И. Об образовании смерчей. – Метеорология и гидрология, 1986, №5, с. 14 -22.
6. Pirnach, A. (1998) Construction and application of the various numerical models for study the cloud dynamics and structure of the frontal rainbands. J. Atmos. Res., pp. 45–47.

Numerical simulation of the evolution of mesoscale formations accompanied the dangerous events over Crimea

Abstract. 3-D forecasting microphysical models of frontal cloud systems were adapted to extreme conditions during the tornado activity. Models with and without including of a complex relief developed in UHRI have been used for theoretical interpretation of the investigated phenomena. Conditions of formation and evolution of the deep convective cells, strong updrafts and downdrafts, strong rotation during passing of tornados over the north part of the Crimea on July 22, 2002 were investigated in this paper. Series of numerical experiments have been carried out with aim to research the key parameters caused features of development of dangerous events and their activity.

Keywords: numerical model, cloud frontal systems, vortices, heavy convective clouds

Б.Я. Шмерлин, к.ф.-м.н., **О.В. Корышев**, к.т.н., **В.А. Денькин**,
А.И. Корнев, к.ф.-м.н., **М.Б. Шмерлин**

ГУ НПО «Тайфун», Институт экспериментальной метеорологии, Обнинск, Россия

КВАЗИПРОГНОСТИЧЕСКИЕ РАСЧЁТЫ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ ТРОПИЧЕСКИХ ЦИКЛОНОВ

Аннотация. В рамках гидромеханической модели проведены квазипрогностические расчёты перемещения тропических циклонов (ТЦ) сезона 2003 года. Модель содержит параметры, характеризующие размер ТЦ и распределение тангенциального ветра в ТЦ. Показано, что выбором на предпрогностическом периоде значений этих параметров (констант для каждого ТЦ) удаётся добиться достаточно хорошего совпадения квазипрогностических и реальных траекторий на протяжении всего времени жизни ТЦ (до 11 суток).

Ключевые слова: тропические циклоны, тангенциальный ветер, квазипрогностические траектории.

1 Введение

В НПО «Тайфун» разрабатывается метод прогноза перемещения тропических циклонов (ТЦ), основанный на использовании гидромеханической модели (ГММ) [9].

На основе анализа достаточно простых баротропных и бароклинических моделей, игнорирующих трение ТЦ о подстилающую поверхность (ПП), сложилось мнение, что ТЦ лишь незначительно отклоняются от окружающего крупномасштабного течения, называемого ведущим потоком (ВП) [1,7]. Поскольку зачастую это противоречит данным наблюдений [3], усилия исследователей направлены на поиск возможных причин существенного отклонения ТЦ от ВП в рамках указанных моделей. Между тем, трение ТЦ о ПП является, по нашему мнению, фактором, обеспечивающим эффективное торможение ТЦ как целого и приводящим к значительному отклонению ТЦ от ВП. Для времени τ торможения ТЦ вследствие трения о ПП и времени τ_r увлечения ТЦ ведущим потоком вследствие лобового сопротивления можно получить оценки [10]: $\tau \approx (H/c_d V_m) \cdot (R_m/L) \approx 0.5$ суток, $\tau_r = \pi L / (2k |\vec{V}_0 - \vec{V}|) \approx \pi L / 2k V_0 \approx 2.5$ суток. Здесь $H \approx 6$ км – высота однородной атмосферы, $c_d \approx 1.1 \times 10^{-3}$ – коэффициент сопротивления, $V_0 \approx 10$ м/с – скорость ВП, $V \approx 10$ м/с – скорость перемещения ТЦ, $V_m \approx 50$ м/с – максимальная скорость ветра в ТЦ, $R_m \approx 50$ км – радиус максимальной скорости ветра, $L \approx 300$ км – радиус ТЦ, $k \approx 0.1 \div 1$ – безразмерный параметр модели. Поскольку время торможения ТЦ существенно меньше времени увлечения его ведущим потоком, то, на первый взгляд, ТЦ должен почти покоиться. При этом, в отличие от традиционного подхода, следует искать причины, по которым ТЦ в тех или иных случаях движется со скоростью, близкой к скорости ВП. В такой ситуации имеет смысл использовать для описания перемещения ТЦ общие выражения для сил, действующих на круговой цилиндр, движущийся произвольным образом в произвольном двумерном вихревом потоке [6,11]. Этот подход реализован в ГММ.

2 Методы исследования и исходные данные

2.1 Уравнение, описывающее перемещение ТЦ в рамках ГММ

Введём обозначения: \vec{V} – скорость перемещения ТЦ; $\vec{V}_0(x, y, t)$ – поле скорости ВП; $2\vec{\Omega}_\perp$ – параметр Кориолиса, $\vec{\omega}$ – угловая скорость вращения ТЦ

(вектора $2\vec{\Omega}_\perp$ и $\vec{\omega}$ направлены вертикально вверх); b – коэффициент трения ТЦ о ПП, $b \approx 1/\tau$; $a = 1/\tau_0$ – коэффициент трения ВП о ПП, $\tau_0 = H/c_d V_0 \approx 10$ суток – время торможения ВП вследствие трения о ПП; $c = 1/\tau_r$ – коэффициент трения ТЦ о ВП; \vec{F}_β – направленная на север сила Россби; c_β – безразмерный параметр модели; Ω – угловая скорость вращения Земли; R – радиус Земли; L – радиус ТЦ; φ – широта центра ТЦ; $V_T(r)$ – радиальное распределение тангенциальной скорости ветра в ТЦ. Уравнение, описывающее перемещение ТЦ в рамках ГММ, имеет вид:

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = \frac{d\vec{V}_0}{dt} + \left[(\vec{V} - \vec{V}_0) \times \vec{\Omega}_0 \right] - \alpha \cdot (\vec{V} - \vec{V}_0) - \alpha_1 \cdot \vec{V}_0 + \vec{F}_\beta, \quad (1a)$$

$$\vec{\Omega}_0 = 2\vec{\Omega}_\perp - \vec{\omega}, \quad (1b)$$

$$\alpha = (b+c)/2, \quad \alpha_1 = (b-a)/2, \quad (1c)$$

$$F_\beta = c_\beta \frac{\Omega \cdot \cos \varphi}{L^2 \cdot R} \cdot \int_0^L V_T(r) \cdot r^2 \cdot dr, \quad \omega = V_T(L)/L. \quad (1d)$$

Для краткости мы не приводим соответствующее уравнение, записанное в сферической системе координат, которое и использовалось в работе.

Отметим, что подобный подход использовался и ранее в работах [4,5], в которых ТЦ также моделировался твёрдым цилиндром. Были получены уравнения, описывающие перемещение ТЦ в однородном стационарном ВП с постоянным горизонтальным сдвигом скорости. Там же было впервые обращено внимание на важность учёта трения ТЦ о ПП, о чём речь шла выше. В отличие от указанных работ, в которых использовалось точное выражение для сил, действующих на цилиндр в однородном стационарном потоке идеальной жидкости с постоянным горизонтальным сдвигом скорости, мы воспользовались приближёнными результатами [6,11], которые справедливы с точностью до членов третьего порядка малости включительно по L/L' , где L' – масштаб неоднородности ВП. В связи с этим в уравнении (1) появилось дополнительное весьма важное слагаемое – переносное ускорение ВП. Также в уравнение дополнительно включена сила Россби, учитывающая влияние на перемещение ТЦ β -эффекта (зависимости параметра Кориолиса от широты) [2]. Существенным образом изменены параметризации коэффициентов трения, используемые в модели. Наконец, важнейшим отличием ГММ от [4,5] является присутствие параметра Кориолиса в выражении для Ω_0 . Дело в том, что направление отклонения ТЦ от ВП определяется знаком Ω_0 [9]. В уравнениях, использованных в работах [4,5], $\Omega_0 = -\omega \leq 0$, и ТЦ может отклоняться только вправо от ВП [4,5,9]. Это противоречит данным многочисленных наблюдений за перемещением ТЦ [3]. В рамках ГММ параметр Ω_0 меняет знак по мере смещения ТЦ по широте вследствие изменения параметра Кориолиса и по мере изменения угловой скорости вращения ТЦ ω , при этом

ТЦ может отклоняться как вправо, так и влево от ВП в зависимости от знака Ω_0 . Указанные отличия подробно обсуждаются в [8].

Судя по литературе, в дальнейшем исследования с использованием моделей [4,5] были прекращены, и в настоящее время нам неизвестны другие исследования с использованием подобных моделей. Таким образом, ГММ стоит особняком в ряду моделей различного типа, используемых для прогноза перемещения ТЦ.

Закономерности отклонения ТЦ от ВП в рамках ГММ оказываются совершенно иными, чем в моделях, игнорирующих трение ТЦ о ПП [9 и приведённые там ссылки на работы автора]. Вместе с тем, правильное описание отклонения ТЦ от ВП имеет решающее значение для прогноза перемещения ТЦ.

Как следует из (1), перемещение конкретного ТЦ в рамках ГММ определяется полем скорости ВП, а также интенсивностью и радиальной структурой ТЦ. В дальнейшем, говоря об интенсивности ТЦ, будем одновременно подразумевать и радиальную структуру. В соответствии с этим, разрабатываемый метод прогноза перемещения ТЦ содержит три блока: блок интенсивности ТЦ, обеспечивающий объективный анализ и прогноз интенсивности; блок ВП, обеспечивающий объективный анализ и прогноз поля скорости ВП; собственно блок прогноза перемещения ТЦ, использующий ГММ.

2.2 Схема блока интенсивности ТЦ

В блоке интенсивности используется информация телеграмм – штормовых предупреждений. Они передаются 4 раза в сутки Национальным Центром Ураганов в Майами (ННС) для Атлантики и северо-востока Тихого океана и Объединённым Центром Предупреждения Тайфунов на о. Гуам (GTWC) для северо-запада Тихого океана. Телеграммы содержат объективный анализ и прогноз с заблаговременностью до 5 суток включительно координат ТЦ, максимальной скорости ветра V_m и радиуса R_1 , на котором скорость ветра достигает значения $V_1 = 34$ узла.

В модели используется простейшее радиальное распределение тангенциальной скорости ветра ТЦ: $V_T(r)/V_m = 2x/(1+x^2)$, $x = r/R_m$ (модифицированный вихрь Ренкина). Отсюда по данным телеграмм определяется радиус максимального ветра ТЦ

$$R_m = R_1 \left(V_m/V_1 + \left[(V_m/V_1)^2 - 1 \right]^{0.5} \right)^{-1}.$$

Важнейшим параметром модели является радиус ТЦ L , который определяет угловую скорость вращения ТЦ, силу Россби, а также коэффициенты трения ТЦ о подстилающую поверхность и о ведущий поток. Между тем, в известных радиальных распределениях параметров ТЦ характерный внешний радиус ТЦ отсутствует, что хорошо видно на примере с модифицированным вихрем Ренкина. Нами использована параметризация, позволяющая связать радиус ТЦ L с радиусом максимального ветра: $L/R_m = pF(Ro, q)$. Здесь $Ro = V_m/(R_m \cdot \Omega \cdot \sin \varphi)$ – число Россби; $q = \beta V_m/c_d$, $\beta = 4 \times 10^{-5}$ с/м – постоянная в соотношении $c_d(v) = c_d + \beta \cdot v$, определяющем зависимость коэффициента сопротивления от скорости v ; F – функция, для расчёта которой применяется достаточно простой численный алгоритм. Коэффициент пропорциональности p является третьим (наряду с упомянутыми выше k и c_β) безразмерным параметром модели. После этого легко вычисляются величины ω , F_β , c . Коэффициент трения ТЦ о ПП b вычисляется через интегральное по области,

занятой ТЦ, трение о подстилающую поверхность, соответствующая оценка $\tau = 1/b$ приведена в начале статьи.

2.3 Схема блока ведущего потока

В блоке ВП используется объективный анализ и прогноз (с заблаговременностью до 6 суток включительно) полей ветра на стандартных уровнях в коде GRIB на сетке 2.5×2.5 градуса. Указанная информация выдаётся Глобальной Оперативной Моделью ГМЦ РФ два раза в сутки. За каждый срок прогноза полей ветра находится среднее по высоте тропосферы в слое от поверхности до 100 мб поле ветра. Оно, вообще говоря, содержит циркуляцию ТЦ. В окрестности ТЦ вырезается окно, охватывающее циркуляцию ТЦ, и внутри окна осуществляется интерполяция поля ветра из внешней области. Полученное поле ветра, не содержащее циркуляцию ТЦ, считается полем скорости ВП $\vec{V}_0(x, y, t)$ за соответствующий срок. В качестве примера слева на рис. 1 приведено поле ветра с циркуляцией ТЦ, справа – поле скорости ВП, ТЦ находится в точке с координатами 125 градусов в.д., 25 градусов с.ш.

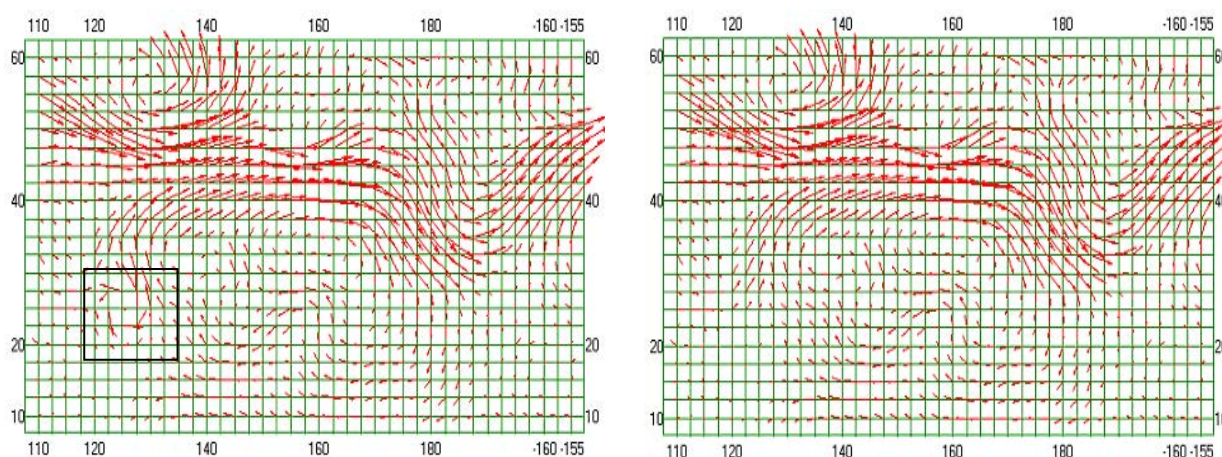


Рис.1 – Крупномасштабное поле ветра до и после исключения циркуляции ТЦ. Слева приведено окно, охватывающее циркуляцию ТЦ.

Между сроками прогнозов телеграмм и полей скорости ВП используется линейная интерполяция соответствующих величин по времени.

2.4 Диагностические расчёты перемещения ТЦ

Ранее [10] в рамках разрабатываемого метода прогноза была проведена серия диагностических расчетов перемещения ТЦ сезонов 2001 и 2003 годов. Под диагностическими имеются в виду расчёты, в которых в течение всего времени жизни ТЦ в качестве полей скорости ВП и интенсивности ТЦ используется объективный анализ соответствующих величин. При этом параметры модели k , c_β и p (константы для каждого ТЦ) подбираются из условия наилучшего совпадения расчётной и фактической траектории в течение всего времени жизни ТЦ (в [10] для всех ТЦ было принято $k = 0$). В сезонах ТЦ 2001 и 2003 годов оказалось порядка 60 ТЦ длительностью четверо суток и более, для которых проводились диагностические расчёты. Для всех этих ТЦ среднее вдоль траектории отклонение расчетного положения от фактического не превышает 130 км, для большинства ТЦ оно меньше

100 км, что сравнимо с точностью определения фактического положения ТЦ. При этом для 36 ТЦ время жизни (время счёта) находилось в пределах от 5 до 14,5 суток. Диагностические расчёты воспроизводят не только общий характер траекторий ТЦ, но также характерные особенности большинства траекторий, например, характерную форму той или иной траектории в окрестности точек поворота, петли, топтание на месте и т. д. Это обстоятельство является весьма важным. Из него следует, что в основу разработки метода прогноза перемещения ТЦ положена модель, адекватно описывающая перемещение ТЦ. В целом, проведение диагностических расчётов позволило выбрать параметризации, используемые в модели. Результаты диагностических расчётов представляют интерес сами по себе, безотносительно к прогнозу перемещения ТЦ: нам неизвестны какие-либо другие попытки моделирования перемещения ТЦ на срок более 6 суток, поскольку рост ошибок делал проведение таких расчётов бессмысленным.

3 Результаты исследования

В настоящей работе приводятся некоторые результаты квазіпрогностических расчётов перемещения ТЦ сезона 2003 года. Под квазіпрогностическими имеются в виду расчёты, в которых по-прежнему в течение всего времени жизни ТЦ в качестве полей скорости ВП и интенсивности ТЦ используется объективный анализ соответствующих величин. При этом, однако, параметры модели подбираются из условия наилучшего совпадения расчётной и фактической траектории на протяжении предпрогностического периода, длительность которого в случае реального прогноза определяется имеющейся на момент прогноза информацией о предшествующем перемещении ТЦ. Таким образом, квазіпрогностические расчёты отличаются от прогностических тем, что в случае реального прогноза на прогностическом периоде вместо объективного анализа полей скорости ВП и интенсивности ТЦ будет использоваться прогноз соответствующих величин.

В качестве примера на рис. 2–5 приведены результаты квазіпрогностических расчётов для ряда ТЦ. Метки на траекториях проставлены через 12 часов, траектории с кружками – расчётные. Первые две цифры – порядковый региональный номер ТЦ в сезоне 2003 года, символ “w” соответствует северо-западу Тихого океана, символ “a” – северо-западу Атлантического океана. В скобках приведена ошибка положения ТЦ на момент начала квазіпрогноза и далее ошибки квазіпрогноза на первые, вторые, третьи и т.д. сутки. По горизонтали отложена долгота в градусах (восточной долготе соответствуют положительные значения), по вертикали – широта. Значения параметров модели выбирались из условия минимума средней в течение предпрогностического периода ошибки расчёта.

Ранее при проведении теоретических исследований в рамках ГММ была обнаружена неустойчивость траекторий вихрей, моделирующих ТЦ: в определённых случаях малые изменения параметров вихря или модельной синоптической обстановки приводят к смене типа траектории вихря [9]. Это же демонстрируют диагностические [10] и квазіпрогностические расчёты. Как правило, ошибки на предпрогностическом периоде малы и близки друг к другу в целой области W значений параметров модели. При этом возможны две ситуации.

В большинстве случаев квазіпрогностические траектории, посчитанные при различных значениях параметров модели из области W , одного типа и достаточно близки друг к другу. Об этом можно говорить как об устойчивости траекторий. При этом удовлетворительным критерием выбора параметров является условие минимума средней в течение предпрогностического периода ошибки расчёта. Это хорошо демонстрируют приведённые выше результаты квазіпрогнозов для ряда ТЦ.

Рис.2 – ТЦ 212003w. Квазипрогноз на 8 суток, предпрогностический период двое суток. Ошибки (33), 95, 241, 150, 89, 157, 43, 137, 24 км.

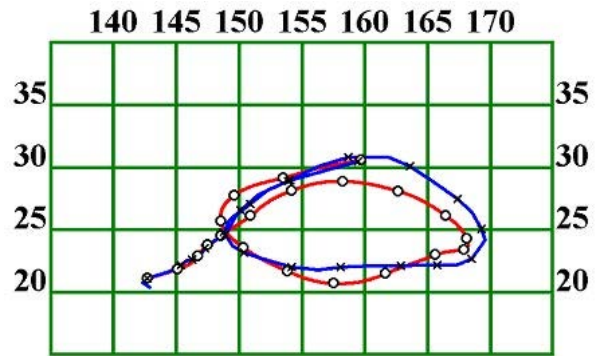


Рис.3 – ТЦ 102003a. Квазипрогноз на 9 суток, предпрогностический период двое суток. Ошибки (26), 164, 203, 289, 386, 523, 346, 105, 101, 216 км.

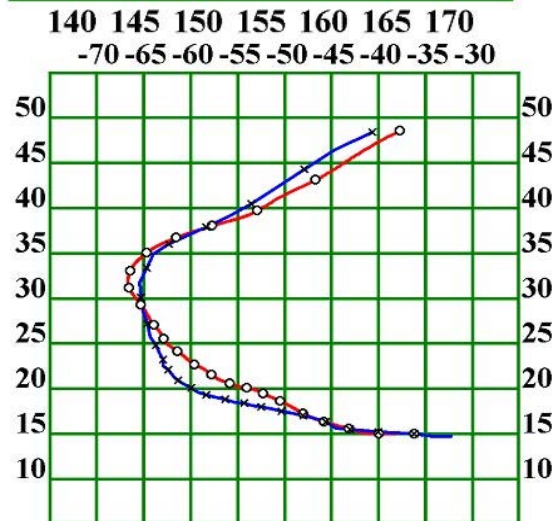


Рис.4 – ТЦ 132003a. Квазипрогноз на 9.5 суток, предпрогностический период 3 суток. Ошибки (79) 159, 223, 244, 210, 130, 185, 237, 321, 574 км.

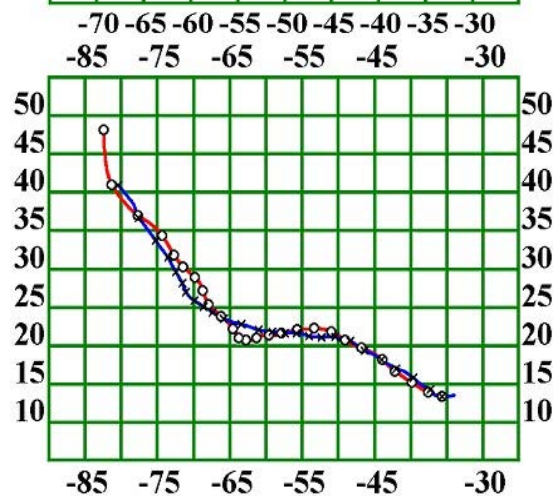
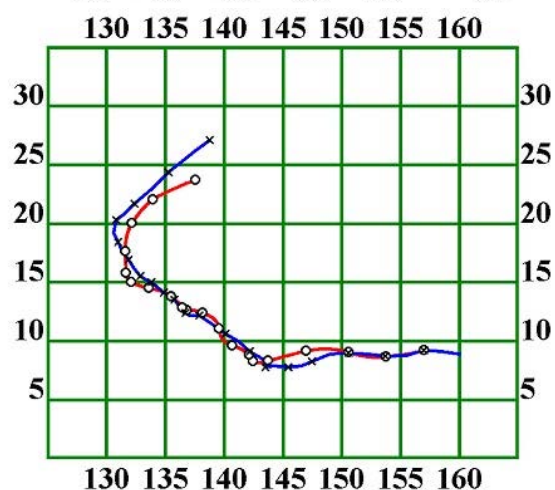


Рис.5 – ТЦ 262003w. Квазипрогноз на 8.5 суток, предпрогностический период 1 сутки. Ошибки (5) 203, 30, 222, 150, 226, 208, 306, 299 км.



Наряду с этим встречаются ситуации, когда квазіпрогностическіе траектории, посчитанные при различных значениях параметров модели из области W , весьма сильно отличаются друг от друга и могут быть разных типов. Об этом можно говорить как о неустойчивости траекторий по отношению к малым изменениям параметров модели. Тем не менее, и в этом случае ГММ при соответствующих значениях параметров в диагностическом режиме достаточно корректно описывает перемещение ТЦ [10]. Отсюда следует вывод: неустойчивость в указанном выше смысле внутренне присуща перемещению ТЦ. Это может являться объективной причиной плохого качества прогнозов в определённых ситуациях. Самым простым решением при этом будет вообще не давать прогноз перемещения ТЦ. Возможны и другие подходы, связанные, например, с оценкой на предпрогностическом периоде вероятности реализации тех или иных значений параметров модели. Важно отметить, что вопрос об устойчивости либо неустойчивости траектории может быть решён в каждом конкретном случае прогноза заранее путём перебора траекторий, соответствующих различным значениям параметров модели из области W . Подчеркнем, что выше речь шла о неустойчивости траекторий на момент прогноза и на срок прогноза. Так, если ТЦ миновал “точку” неустойчивости, то область W , соответствующая малым ошибкам предпрогностического периода, резко сокращается, а сама траектория далее может быть вполне устойчивой.

4 Выводы

Проведённые расчёты дают представление об уровне ошибок прогноза перемещения ТЦ, который может быть достигнут в рамках разрабатываемого метода в перспективе, по мере уменьшения ошибок прогноза крупномасштабного поля ветра и ошибок прогноза интенсивности ТЦ. Со временем прогнозы крупномасштабного поля ветра и интенсивности ТЦ будут приближаться к объективному анализу, откуда следует, что ошибки прогноза перемещения ТЦ будут стремиться к ошибкам квазіпрогноза. В свою очередь, вполне вероятно, что ошибки квазіпрогноза будут уменьшаться по мере улучшения качества объективного анализа крупномасштабных полей ветра и интенсивности ТЦ.

В целом, проведённые расчёты демонстрируют возможность корректного определения параметров модели по части траектории ТЦ, соответствующей предпрогностическому периоду. Это позволяет положить ГММ в основу разработки нового метода прогноза перемещения ТЦ.

Литература

1. *Chan, J.C.L.*, (2005) The physics of tropical cyclone motion. *Annu. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 37, pp. 99–128.
2. *Chan, J.C., R. Williams.* (1987) Analytical and numerical studies of the Beta-Effect in tropical cyclone motion. Part 1: Zero mean flow. *J. Atmos. Sci.*, Vol.44, No. 9, pp. 1257–1265.
3. *Dong, K., C.J. Neumann* (1986) The relationship between tropical cyclone motion and environmental geostrophic flows. *Mon. Wea. Rev.*, Vol. 114, No. 1, pp. 115–122.
4. *Jones, R.W.* (1977) Vortex motion in a tropical cyclone model. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 34, pp. 1518–1527.
5. *Kuo, H.L.* (1969) Motion of vortices and circulating cylinder in shear flow with friction. *J. Atmos. Sci.*, Vol. 26, pp. 390–398.

6. Петров А.Г. Реакции, действующие на малое твёрдое тело в плоскопараллельном вихревом потоке. – ДАН СССР, т. 238, № 1, 1978, с. 33–35.
7. Хаин А.П. Математическое моделирование тропических циклонов. – Л.: Гидрометеиздат, 1989, 246 с.
8. Шмерлин Б.Я. Использование гидромеханической модели для описания перемещения тропических циклонов. Диссертация на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук. – Обнинск, Институт экспериментальной метеорологии, 1989, 173 с.
9. Шмерлин Б.Я. Некоторые исследования устойчивости траекторий тропических циклонов в рамках гидромеханической модели. – Тр. 3-го Междунар. симпоз. “Тропическая метеорология”. – Л.: Гидрометеиздат, 1987, с. 292–307.
10. Шмерлин Б.Я. и др. Диагностические расчеты перемещения тропических циклонов сезона 2001 года в рамках гидромеханической модели// Международная конференция МСС 04 “Трансформация волн, когерентные структуры и турбулентность, 23-25 ноября 2004 г. Сборник трудов” – М.: РОХОС, 2004, с.284 - 289.
11. Якимов Ю.Л. Движение цилиндра в произвольном потоке идеальной несжимаемой жидкости. – Изв. АН СССР, МЖГ, № 2, 1970, с. 202–204.

“Queasyprognostic” calculations of tropical cyclones motion

Abstract. *Within a framework of the hydromechanical model (HMM) of a tropical cyclone (TC) motion, the “queasyprognostic” calculations of TC’s movement are carried out during the 2001 and 2003 year seasons. A TC motion is defined by a large scale wind field and TC intensity. “Queasyprognostic” means, that an objective analyses of a large scale wind field and an objective analyses of a TC intensity are used during an all life cycle of a TC. The model contains parameters describing a size of a TC and a distribution of a tangential wind of a TC. It is shown, that an appropriate choice for everyone TC of meanings of these parameters (constants) during a “beforeprognostic” period, provides enough good agreement between an actual and calculated tracks of various types for a “queasyprognostic” period up to 9 days. A duration of a “beforeprognostic” period in the case of a real prognostic calculations corresponds to a period, for which information about a privies TC motion is available. Thus, model parameters may be enough correctly defined during a “beforeprognostic” period. The HMM may be taken as a base for a development of the new track prediction model.*

Keywords: *tropical cyclones, tangential wind, “queasyprognostic” calculations of TC’s movement.*

С.С. Зилигинкевич^{1,2,3,4}, проф., Т. Эльперин⁵, Н. Клиорин⁵, И. Рогачевский⁵¹Отделение атмосферных наук и геофизики, Хельсинский Университет, Финляндия²Финский метеорологический институт, Хельсинки, Финляндия³Центр экологических исследований и дистанционного зондирования им. Ф. Нансена/
Центр исследований климата им. В. Бьеркнеса, Берген, Норвегия⁴Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН, Москва, Россия⁵Университет им. Бен-Гуриона в Негеве, Беер-Шева, Израиль

ЗАМЫКАНИЕ УРАВНЕНИЙ РЕЙНОЛЬДСА ДЛЯ УСТОЙЧИВО СТРАТИФИЦИРОВАННЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ ТЕЧЕНИЙ В АТМОСФЕРЕ И ОКЕАНЕ

Аннотация. Предлагается модель замыкания уравнений Рейнольдса, основанная на уравнениях баланса для фундаментальных вторых моментов: ТКЭ (турбулентной кинетической энергии) и ТПЭ (турбулентной потенциальной энергии), вместе составляющих полную или суммарную энергию турбулентности: $СЭТ = ТКЭ + ТПЭ$, а также вертикальных турбулентных потоков импульса и плавучести (пропорциональной потенциальной температуре). Кроме понятия СЭТ, наш подход содержит ещё два новых ключевых элемента: неградиентную поправку к потоку плавучести и зависимость анизотропии поля скоростей от стратификации течения. В предложенной модели гарантирована возможность существования турбулентности при любом градиентном числе Ричардсона, Ri . Вместо критического значения числа Ричардсона, которое разделяет – как обычно предполагается – турбулентный и ламинарный режимы, в предлагаемой модели появляется переходный интервал, $0.1 < Ri < 1$, разделяющий два режима существенно различной природы: сильная турбулентность обычного типа при $Ri \ll 1$; и слабая турбулентность, способная переносить импульс, но намного менее эффективная в переносе тепла, при $Ri > 1$. Расчеты по нашей модели согласуются с данными атмосферных и лабораторных экспериментов, полного вихреразрешающего численного моделирования турбулентности (*direct numerical simulation = DNS*) и частично вихреразрешающего моделирования турбулентности (*large-eddy simulation = LES*).

Ключевые слова: анизотропия, замыкание уравнений турбулентного движения, кинетическая энергия турбулентности, потенциальная энергия турбулентности, полная энергия турбулентности, критическое число Ричардсона, путь смешения, устойчивая стратификация, турбулентная вязкость, турбулентный перенос.

1 Введение

Большинство используемых на практике моделей замыкания в теории турбулентного переноса основано на *градиентном приближении*. В соответствии с этим подходом турбулентные потоки импульса и скалярных величин представляются в виде произведений среднего градиента переносимой субстанции и соответствующего коэффициента турбулентного переноса (турбулентной вязкости, K_M , температуропроводности, K_H , или диффузии, K_D). Следуя Колмогорову [27], эти коэффициенты принимают пропорциональными турбулентной скорости, u_T , и турбулентному масштабу длины, l_T :

$$K_M \sim K_H \sim K_D \sim u_T l_T. \quad (1)$$

Обычно u_T^2 отождествляется с турбулентной кинетической энергией (ТКЭ), отнесенной к единице массы, E_K . Последняя рассчитывается из уравнения баланса ТКЭ с использованием Колмогоровского замыкания для скорости диссипации:

$$\varepsilon_K \sim E_K / t_T, \quad (2)$$

где $t_T \sim l_T / u_T$ – временной масштаб диссипации турбулентности.

Этот подход оправдан, при описании нейтрально стратифицированных течений, где l_T можно считать пропорциональным расстоянию от ближайшей стенки. Однако, он сталкивается с трудностями в стратифицированных потоках – как устойчивых, так и неустойчивых. Турбулентное число Прандтля, $Pr_T = K_M / K_H$, обнаруживает существенную зависимость от стратификации и не может рассматриваться как константа. Кроме того, как следует из уравнений баланса для вертикальных турбулентных потоков импульса и плавучести, турбулентным масштабом скорости u_T , служит $\sqrt{E_z}$ (где E_z – кинетическая энергия вертикальных пульсаций скорости). При нейтральной стратификации $E_z \sim E_K$, что и оправдывает традиционную оценку $u_T \sim \sqrt{E_K}$. Однако, при сильно устойчивой стратификации эта оценка перестает быть справедливой, т.к. коэффициент анизотропии, $A_z \equiv E_z / E_K$, убывает с усилением устойчивости.

Для учета стратификации приходится использовать разные масштабы длины для корреляторов «скорость–скорость», l_{TM} , и «скорость–температура», l_{TH} . В результате стандартная схема (сформулированная Колмогоровым для нейтральной стратификации и хорошо обоснованная только для этого случая) утрачивает свою конструктивность: нерешенная часть проблемы просто переносится от $\{K_M, K_H\}$ к $\{l_{TM}, l_{TH}\}$. При этом, уравнение баланса ТКЭ становится недостаточным для определения дополнительных неизвестных параметров.

В литературе можно найти многочисленные схемы замыкания, использующие уравнения баланса для различных параметров турбулентности (помимо ТКЭ) в сочетании с эвристическими гипотезами и эмпирическими формулами, однако консенсус не достигнут (см., например, обзоры [49,51]).

В данной статье исследуется влияние устойчивой стратификации плотности на турбулентные энергии и вертикальные турбулентные потоки в атмосферных (или океанских) течениях. Для простоты считается, что горизонтальные градиенты средней скорости и температуры значительно слабее вертикальных.

Предложенная теория даёт реалистичные зависимости от устойчивости для турбулентного числа Прандтля, вертикальной анизотропии и вертикального турбулентного масштаба длины. Изложение ведется в метеорологических терминах, но результаты легко могут быть переформулированы в терминах океанских течений. Для этого достаточно выразить плавучесть через температуру и соленость.

Мы рассматриваем уравнения баланса только для главных вторых моментов, а именно двух энергий (ТКЭ и ТПЭ) и вертикальных турбулентных потоков плавучести и количества движения. В этих уравнениях учитываются некоторые обычно отбрасываемые члены, но в то же время отложена на будущее параметризация турбулентных потоков третьего порядка и детальное изучение корреляций между скоростью и давлением. Для описания вертикальной анизотропии, A_z , используется обобщенная гипотеза изотропизации Ротта [44]. Существенно учитывается неградиентная поправка к традиционной формуле для турбулентного потока тепла. Такой подход позволяет получить сравнительно простую и в то же время реалистичную схему замыкания.

Мы рассматриваем суммарную (кинетическую+потенциальную) энергию турбулентности ($CЭТ$), получаем уравнение её баланса, и демонстрируем, что $CЭТ$ в устойчиво стратифицированных течениях со сдвигом скорости полностью не исчезает даже при самой сильной стратификации. Этот вывод, полученный из общих уравнений независимо от конкретного выражения для турбулентного масштаба длины, служит аргументом против широко используемой концепции критического градиентного числа Ричардсона в энергетическом смысле.

Напомним, что градиентное число Ричардсона, Ri , определяется как квадрат отношения частоты Вэйсяля–Брента, N , к сдвигу скорости, S :

$$Ri = \left(\frac{N}{S} \right)^2, \quad (3a)$$

$$S^2 = \left(\frac{\partial U}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial z} \right)^2, \quad (3b)$$

$$N^2 = \beta \frac{\partial \theta}{\partial z}, \quad (3c)$$

где z – вертикальная координата, U и V – составляющие средней скорости вдоль горизонтальных осей x и y , θ – средняя потенциальная температура, $\beta = g/T_0$ – параметр плавучести, $g = 9.81 \text{ мс}^{-2}$ – ускорение свободного падения, и T_0 – стандартное значение абсолютной температуры.

Потенциальная температура определена как $\theta = T(P_0/P)^{1-1/\gamma}$, где T – абсолютная температура, P – давление, P_0 – стандартное значение давления, и $\gamma = \frac{c_p}{c_v} = 1.41$ – отношение удельных теплоемкостей при постоянном давлении (c_p) и постоянном объеме (c_v).

Число Ri характеризует влияние статической устойчивости на турбулентность. Принципиальный вопрос теории устойчиво стратифицированных течений, поставленный Ричардсоном [43] еще в начале прошлого века и остававшийся открытым до последнего времени: поддерживается ли стационарная турбулентность за счет сдвига скорости при очень больших градиентных числах Ричардсона и, если нет, каково критическое значение Ri , отделяющее турбулентные течения от ламинарных?

Широко распространено мнение, что при больших Ri турбулентность вырождается, причем для критического значения числа Ричардсона, Ri_c , часто используется оценка $Ri_c = 0.25$. Однако, существование Ri_c в энергетическом смысле не выведено из основных физических принципов и не подтверждено экспериментально. Более того, данные многочисленных экспериментов противоречат существованию Ri_c (см. детальное обсуждение этого вопроса в [53,54]).

Схема замыкания, основанная на прямом использовании уравнения баланса $TKЭ$ в сочетании с формулами (1) и (2) содержит Ri_c . Для практического моделирования это неприемлемо. Ламинаризация атмосферных течений практически никогда не происходит, а её появление в модели привело бы к нереалистическому прекращению

взаимодействия атмосферного потока с подстилающей поверхностью в каждом случае, когда Ri в приземном слое превышает Ri_c . Чтобы избежать появления Ri_c , схемы замыкания, начиная с широко известной работы Мэлора и Ямады [34], включают поправочные коэффициенты, определяющие безразмерные комбинации $K_M (u_T l_T)^{-1}$ и $K_H (u_T l_T)^{-1}$ как две различные универсальные функции от Ri . Во многих схемах они не выводятся, а либо определяются эмпирически, либо берутся из независимых теорий.

2 Уравнения Рейнольдса и уравнения баланса вторых моментов

Мы рассматриваем атмосферные течения, в которых изменения средней скорости ветра $\mathbf{U} = (U_1, U_2, U_3) = (U, V, W)$ и потенциальной температуры θ (или виртуальной потенциальной температуры, включающей удельную влажность) в вертикальном направлении [вдоль оси x_3 (или z)] намного больше, чем по горизонтали [вдоль осей x_1, x_2 (или x, y)], так что членами, пропорциональными горизонтальным градиентам, в уравнениях баланса для турбулентных моментов можно пренебречь.

Мы также предполагаем, что вертикальный масштаб движений, ограниченный масштабами толщины атмосферы или глубины океана (в обоих случаях $\sim 10^4$ м), намного меньше их горизонтального масштаба, так что средняя вертикальная скорость намного меньше горизонтальной скорости. В этом случае, для замыкания уравнений Рейнольдса нужны только вертикальная составляющая, F_z , потока потенциальной температуры, F_i , и только две составляющие напряжений Рейнольдса, τ_{ij} , а именно те, которые описывают вертикальный поток количества движения: τ_{13} и τ_{23} .

Таким образом, среднее течение описывается уравнениями движения:

$$\frac{DU_1}{Dt} = f U_2 - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x} - \frac{\partial \tau_{13}}{\partial z}, \quad (4)$$

$$\frac{DU_2}{Dt} = -f U_1 - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial y} - \frac{\partial \tau_{23}}{\partial z}, \quad (5)$$

и термодинамическим уравнением энергии:

$$\frac{D\Theta}{Dt} = -\frac{\partial F_z}{\partial z} + J, \quad (6)$$

где $D/Dt = \partial/\partial t + U_k \partial/\partial x_k$, $\tau_{ij} = \langle u_i u_j \rangle$, $F_i = \langle u_i \theta \rangle$, t – время, $f = 2\Omega \sin \varphi$ – параметр Кориолиса, Ω_i – вектор угловой скорости вращения Земли, параллельный полярной оси ($|\Omega_i| \equiv \Omega = 0.76 \cdot 10^{-4} \text{ c}^{-1}$), φ – широта, ρ_0 – средняя плотность, J – скорость нагревания или охлаждения ($J = 0$ при адиабатических процессах), $\mathbf{u} = (u_1, u_2, u_3) = (u, v, w)$ и θ – пульсации скорости и потенциальной температуры. Угловые скобки означают осреднение по ансамблю [22, 26].

Уравнения баланса для ТКЭ, $E_K = \frac{1}{2} \langle u_i u_i \rangle$, “энергии” флуктуаций потенциальной температуры, $E_\theta = \frac{1}{2} \langle \theta^2 \rangle$; потока потенциальной температуры, $F_i = \langle u_i \theta \rangle$ (с вертикальной составляющей $F_3 = F_z = \langle w \theta \rangle$) и напряжений Рейнольдса $\tau_{ij} = \langle u_i u_j \rangle$ (с компонентами $\tau_{i3} = \langle u_i w \rangle$ ($i=1,2$), описывающих вертикальный поток импульса), приведенные, например, в работах [1] и [8], имеют вид:

$$\frac{DE_K}{Dt} + \nabla \cdot \Phi_K = -\tau_{ij} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \beta F_z - \varepsilon_K, \quad (7a)$$

или приближенно

$$\frac{DE_K}{Dt} + \frac{\partial \Phi_K}{\partial z} \approx -\tau_{i3} \frac{\partial U_i}{\partial z} + \beta F_z - \varepsilon_K, \quad (7b)$$

$$\frac{DE_\theta}{Dt} + \nabla \cdot \Phi_\theta = -F_z \frac{\partial \Theta}{\partial z} - \varepsilon_\theta, \quad (8a)$$

или приближенно

$$\frac{DE_\theta}{Dt} + \frac{\partial \Phi_\theta}{\partial z} = -F_z \frac{\partial \Theta}{\partial z} - \varepsilon_\theta, \quad (8b)$$

$$\frac{DF_i}{Dt} + \frac{\partial}{\partial x_j} \Phi_{ij}^{(F)} = \beta_i \langle \theta^2 \rangle + \frac{1}{\rho_0} \langle \theta \nabla_i p \rangle - \tau_{ij} \frac{\partial \Theta}{\partial z} \delta_{j3} - F_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \varepsilon_i^{(F)}, \quad (9a)$$

включая нужное нам уравнение для $F_3 = F_z$:

$$\begin{aligned} \frac{DF_z}{Dt} + \frac{\partial}{\partial z} \Phi_F &= \beta \langle \theta^2 \rangle + \frac{1}{\rho_0} \left\langle \theta \frac{\partial}{\partial z} p \right\rangle - \langle w^2 \rangle \frac{\partial \Theta}{\partial z} - \varepsilon_z^{(F)} \approx \\ &\approx C_\theta \beta \langle \theta^2 \rangle - \langle w^2 \rangle \frac{\partial \Theta}{\partial z} - \varepsilon_z^{(F)}, \end{aligned} \quad (9b)$$

$$\frac{D\tau_{ij}}{Dt} + \frac{\partial}{\partial x_k} \Phi_{ij}^{(\tau)} = -\tau_{ij} \frac{\partial U_j}{\partial x_k} - \tau_{jk} \frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \left[\beta (F_j \delta_{i3} + F_i \delta_{j3}) + Q_{ij} - \varepsilon_{ij}^{(\tau)} \right], \quad (10a)$$

включая нужные нам уравнения для τ_{i3} ($i=1,2$):

$$\frac{D\tau_{i3}}{Dt} + \frac{\partial}{\partial z} \Phi_i^{(\tau)} = -\langle w^2 \rangle \frac{\partial U_i}{\partial z} - \left[-\beta F_i - Q_{i3} + \varepsilon_{i3}^{(\tau)} \right] \approx -\langle w^2 \rangle \frac{\partial U_i}{\partial z} - \varepsilon_{i3}, \quad (10b)$$

где $\beta_i = \beta e_i$, e – вертикальный единичный вектор, $F_i = \langle u_i \theta \rangle$ ($i=1,2$) – горизонтальные потоки потенциальной температуры, $-\tau_{ij} \partial U_i / \partial x_j$ – скорость генерации ТКЭ, δ_{ij} – единичный тензор ($\delta_{ij} = 1$ при $i = j$ и $\delta_{ij} = 0$ при $i \neq j$).

В уравнениях (7) – (10) использованы следующие обозначения: Φ_K , Φ_θ и Φ_F - статистические моменты третьего порядка, описывающие турбулентный перенос ТКЭ и “энергии” флуктуаций потенциальной температуры:

$$\Phi_K = \frac{1}{\rho_0} \langle p \mathbf{u} \rangle + \frac{1}{2} \langle u^2 \mathbf{u} \rangle, \text{ так что } \Phi_K = \frac{1}{\rho_0} \langle p w \rangle + \frac{1}{2} \langle u^2 w \rangle, \quad (11a)$$

$$\Phi_\theta = \frac{1}{2} \langle \theta^2 \mathbf{u} \rangle, \text{ так что } \Phi_\theta = \frac{1}{2} \langle \theta^2 w \rangle, \quad (11b)$$

и турбулентные потоки потенциальной температуры и количества движения:

$$\Phi_{ij}^{(F)} = \frac{1}{2\rho_0} \langle p \theta \rangle \delta_{ij} + \langle u_i u_j \theta \rangle, \quad \Phi_{33}^{(F)} = \Phi_F = \frac{1}{2\rho_0} \langle p \theta \rangle + \langle w^2 \theta \rangle, \quad (12)$$

$$\Phi_{ijk}^{(\tau)} = \langle u_i u_j u_k \rangle + \frac{1}{\rho_0} \left(\langle p u_i \rangle \delta_{jk} + \langle p u_j \rangle \delta_{ik} \right), \quad (13a)$$

$$\Phi_{i33}^{(\tau)} = \Phi_i^{(\tau)} = \langle u_i w^2 \rangle + \frac{1}{\rho_0} \langle p u_i \rangle, \quad (i = 1, 2); \quad (13b)$$

Q_{ij} – корреляции между пульсациями давления, p , и сдвигами скорости:

$$Q_{ij} = \frac{1}{\rho_0} \left\langle p \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right\rangle; \quad (14)$$

ε_K , $\varepsilon_{ij}^{(\tau)}$, ε_θ и $\varepsilon_i^{(F)}$ – операторы, описывающие молекулярные механизмы:

$$\varepsilon_K = \nu \left\langle \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right\rangle, \quad \varepsilon_{ij}^{(\tau)} = 2\nu \left\langle \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} \right\rangle, \quad (15a)$$

$$\varepsilon_\theta = -\kappa \langle \theta \Delta \theta \rangle, \quad \varepsilon_i^{(F)} = -\kappa \left(\langle u_i \Delta \theta \rangle + \text{Pr} \langle \theta \Delta u_i \rangle \right), \quad (15b)$$

где ν – кинематическая вязкость, κ – температуропроводность, и $\text{Pr} = \nu/\kappa$ - молекулярное число Прандтля.

Величины, ε_K , $\varepsilon_{ii}^{(\tau)}$ (т.е. диагональные элементы $\varepsilon_{11}^{(\tau)}$, $\varepsilon_{22}^{(\tau)}$, $\varepsilon_{33}^{(\tau)}$), ε_θ и $\varepsilon_i^{(F)}$ положительны и представляют собой скорости диссипации величин E_K , τ_{ii} , E_θ и $F_i^{(F)}$. Согласно [27], они принимаются пропорциональными отношению рассматриваемого статистического момента к диссипативному масштабу времени, t_T :

$$\varepsilon_K = \frac{E_K}{C_K t_T}, \quad \varepsilon_{ii}^{(\tau)} = \frac{\tau_{ii}}{C_K t_T}, \quad \varepsilon_\theta = \frac{E_\theta}{C_P t_T}, \quad \varepsilon_i^{(F)} = \frac{F_i}{C_F t_T}, \quad (16)$$

где C_K , C_P и C_F - безразмерные константы.

Физические механизмы затухания недиагональных компонент напряжений Рейнольдса, τ_{ij} ($i \neq j$), не сводятся к молекулярной диссипации. Члены

$\varepsilon_{ij}^{(\tau)} = 2\nu \left\langle \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} \right\rangle$ в уравнении (10b) сравнительно малы и не обязательно

положительны, а главную диссипативную роль выполняют члены, описывающие корреляции между флуктуациями давления и сдвига скорости, а также горизонтальные турбулентные потоки потенциальной температуры. Оставляя для отдельной работы более детальный анализ баланса τ_{i3} , мы объединяем все эти члены и вводим для напряжений Рейнольдса “эффективную скорость диссипации”:

$$\varepsilon_{i3(\text{eff})} \equiv \varepsilon_{i3}^{(\tau)} - \beta F_i - Q_{i3} + (\text{неучтенные факторы}) \quad (i=1,2) \quad (17)$$

и применяем к ней гипотезу замыкания Колмогорова: $\varepsilon_{i3(\text{eff})} \sim \tau_{i3}/t_\tau$, где t_τ - масштаб времени эффективной диссипации [член $\varepsilon_{i3}^{(\tau)}$ оценивается как $\varepsilon_{i3}^{(\tau)} \sim O(Re^{-1/2})$, и на этом основании может быть отброшен]. С учетом различия между t_τ и обычным временным масштабом диссипации, t_T [формулы (16)], эффективные скорости диссипации определяются по формуле:

$$\varepsilon_{i3(\text{eff})} = \frac{\tau_{i3}}{\Psi_\tau t_T}, \quad (18)$$

где $\Psi_\tau = t_z/t_T$ - эмпирический безразмерный коэффициент. Из общих соображений следует, что Ψ_τ может быть лишь монотонной функцией статической устойчивости, не обращающейся ни в нуль, ни в бесконечность.

В дальнейшем анализе мы используем приближенную версию уравнения (9b). Как показано в Приложении А, второй член в правой части в “точной” версии (9b), а именно $\rho_0^{-1} \langle \theta \partial p / \partial z \rangle$, существенно отрицателен и пропорционален $\beta \langle \theta^2 \rangle$. На этом основании, сумма $\beta \langle \theta^2 \rangle + \rho_0^{-1} \langle \theta \partial p / \partial z \rangle$ заменяется на $C_\theta \beta \langle \theta^2 \rangle$, где $C_\theta < 1$ - эмпирическая безразмерная константа.

3 Кинетическая и потенциальная турбулентные энергии

Используя уравнения состояния и гидростатики, плотность и плавучесть в атмосфере можно выразить через потенциальную температуру, θ , и удельную влажность, q (в океане, через θ и соленость, s). Эти переменные являются адиабатическими инвариантами и поэтому остаются постоянными в вертикально перемещающихся объемах жидкости или газа. Таким образом, и плотность также оказывается адиабатическим инвариантом. Это позволяет рассчитать ее флуктуацию: $\rho' = (\partial \rho / \partial z) \delta z$, а следовательно, и флуктуацию потенциальной энергии, отнесенной к единице массы:

$$\delta E_P = \frac{g}{\rho_0} \int_z^{z+\delta z} \rho' dz = \frac{1}{2} \frac{b'^2}{N^2}. \quad (19)$$

Для определенности, мы рассматриваем термически стратифицированную атмосферу, в которой плавучесть, b , однозначно выражается через потенциальную температуру: $b = \beta \theta$. Тогда, в силу формулы (19), турбулентная потенциальная энергия (ТПЭ) пропорциональна «энергии» флуктуаций потенциальной температуры:

$$E_P = \left(\frac{\beta}{N} \right)^2 E_\theta = \frac{1}{2} \left(\frac{\beta}{N} \right)^2 \langle \theta^2 \rangle. \quad (20)$$

Умножая уравнение (8b) на $(\beta/N)^2 = (\partial\Theta/\partial z)^{-1}$ и предполагая, что N меняется медленно по сравнению с изменениями E_P , мы сразу получаем следующее уравнение баланса ТПЭ:

$$\frac{DE_P}{Dt} + \frac{\partial}{\partial z} \Phi_P = -\beta F_z - \varepsilon_P = -\beta F_z - \frac{E_P}{C_P t_T}, \quad (21)$$

где $\Phi_P = (\beta/N)^2 \Phi_\theta$ и $\varepsilon_P = (\beta/N)^2 \varepsilon_\theta$. Член βF_z присутствует в уравнениях (7b) и (21) с противоположными знаками и описывает обмен энергии между ТКЭ и ТПЭ.

Сумма ТКЭ и ТПЭ представляет собой ни что иное, как *полную или суммарную энергию турбулентности (СЭТ)*:

$$E = E_K + E_P = \frac{1}{2} \left(\langle \mathbf{u}^2 \rangle + \left(\frac{\beta}{N} \right)^2 \langle \theta^2 \rangle \right). \quad (22)$$

Уравнение баланса СЭТ получается просто путем почленного сложения уравнений (7b) и (21). Константы, C_K и C_P в уравнениях (16), характеризующие скорости диссипации кинетической и потенциальной энергий, вообще говоря, могут отличаться [53, 54]. В случае, если $C_K = C_P$, уравнение баланса СЭТ принимает особенно простой вид:

$$\frac{DE}{Dt} + \frac{\partial}{\partial z} \Phi_T = -\tau_{i3} \frac{\partial U_i}{\partial z} - \frac{E}{C_K t_T}, \quad (23)$$

где $\Phi_T = \Phi_K + \Phi_P$ – дивергенция турбулентного потока СЭТ.

В равновесном режиме уравнение (23) означает баланс между продукцией СЭТ = τS (где $\tau^2 = \tau_{13}^2 + \tau_{23}^2$) и диссипацией СЭТ $\sim Et_T^{-1}$, из которого следует простая формула $E \sim \tau S t_T$. В разделе 5 мы покажем, что при очень больших Ri отношения τ/E , E_K/E и E_z/E_K стремятся к ненулевым константам. Отсюда следуют оценка диссипативного масштаба времени $t_T \sim l_z E_z^{-1/2} \sim l_z E^{-1/2}$ и оценка предельного значения TTE при очень больших значениях Ri : $E \sim (l_z S)^2 > 0$. Этот вывод означает,

что $CЭТ$ может подерживаться при любых Ri , и не оставляет места для критического числа Ричардсона в энергетическом смысле.

Традиционный анализ энергетики турбулентности был в основном ограничен балансом $ТКЭ$, т.е. уравнением (7b). Хорошо известное уравнение (8b) для квадрата флуктуаций потенциальной температуры в оперативных схемах замыкания не использовалось, хотя связь между E_{θ} и E_p рассматривалась во многих работах [6,7,8,11,18,19,21,23,25,29,41,45,47,48]. В контексте турбулентного замыкания, Зилитинкевич С.С. [56] использовал уравнения баланса для баланса обеих энергий – $ТКЭ$ и $ТПЭ$, чтобы получить энергетически согласованное замыкание без использования традиционной гипотезы $K_H \sim K_M \sim E_K t_T$ (необоснованной при сильно устойчивой стратификации). Все три уравнения баланса – для $ТКЭ$, $ТПЭ$ и $СЭТ$ рассматривались в [6,13,32,52].

4 Локальная модель замыкания для стационарной однородной турбулентности

4.1 Кинетическая энергия вертикальных пульсаций скорости

В этом разделе мы рассматриваем стационарный, горизонтально однородный и равновесный режим турбулентности, при котором пренебрегают дивергенцией третьих моментов, и левые части во всех уравнениях баланса обращаются в нуль; кроме того, ограничиваемся типичными геофизическими течениями, в которых горизонтальные градиенты средней скорости и средней температуры пренебрежимо малы по сравнению с вертикальными градиентами. При этих условиях скорость продукции $ТКЭ$ пропорциональна вертикальному сдвигу средней скорости

$$\Pi = -\boldsymbol{\tau} \cdot \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial z} = \tau S, \quad (24)$$

где $\boldsymbol{\tau} = (\tau_{xz}, \tau_{yz}, 0)$, и $\tau \equiv |\boldsymbol{\tau}|$.

Разумеется, в других видах турбулентных течений Π определяется более сложным образом. Так, в волновом пограничном слое под поверхностью океана или в слое инверсии над атмосферным пограничным слоем, дополнительным источником $ТКЭ$ служит разрушение поверхностных волн в воде или внутренних гравитационных волн в атмосфере. Эти механизмы больше похожи на генерацию турбулентности осциллирующей решеткой, чем на сдвиговую генерацию.

При $C_p = C_K$ (см. обсуждение уравнения (23) в разделе 3), уравнения (19) – (23) приводят к следующим выражениям для турбулентных энергий:

$$E = C_K t_T \Pi, \quad (25a)$$

$$E_p = -C_K t_T \beta F_z = E Ri_f, \quad (25b)$$

$$E_K = C_K t_T (\Pi + \beta F_z) \equiv C_K t_T \Pi (1 - Ri_f) = E (1 - Ri_f), \quad (25c)$$

где Ri_f – "турбулентное число Ричардсона" (*flux Richardson number*), определяемое как отношение затрат $ТКЭ$ на преодоление сил плавучести к продукции $ТКЭ$ за счет сдвига скорости:

$$\text{Ri}_f \equiv -\frac{\beta F_z}{\Pi} = \frac{\text{Ri}}{\text{Pr}_T} = \frac{E_P}{E}. \quad (26)$$

В рамках приведенного выше анализа, это число представляет собой отношение ТПЭ к СЭТ 1. Оно равно нулю при нейтральной стратификации, монотонно возрастает с увеличением устойчивости, но не может превышать единицу. Следовательно, при предельной устойчивости (при $\text{Ri} \rightarrow \infty$) Ri_f должно стремиться к ненулевому положительному пределу, Ri_f^∞ .

Этот вывод никоим образом не поддерживает идею критического градиентного числа Ричардсона. В самом деле, Ri_f – внутренний параметр турбулентности, в противоположность градиентному числу Ричардсона $\text{Ri} = (\beta \partial \Theta / \partial z) / (\partial U / \partial z)^2$, которое характеризует средний поток и по отношению к турбулентности служит внешним параметром.

Ключевой характеристикой вертикального турбулентного переноса служит кинетическая энергия вертикальных флуктуаций скорости: $E_z = \frac{1}{2} \langle w^2 \rangle$. Для её определения необходимо рассмотреть уравнения баланса (10а) для всех трех диагональных напряжений Рейнольдса: $\tau_{11} = 2E_1 = 2E_x = \langle u^2 \rangle$, $\tau_{22} = 2E_2 = 2E_y = \langle v^2 \rangle$ и $\tau_{33} = 2E_3 = 2E_z = \langle w^2 \rangle$. В равновесном режиме они принимают вид:

$$\frac{E_i}{C_K t_T} = -\tau_{i3} \frac{\partial U_i}{\partial z} + \frac{1}{2} Q_{ii}, \quad i = 1, 2, \quad (27a)$$

$$\frac{E_z}{C_K t_T} = \frac{E_3}{C_K t_T} = \beta F_z + \frac{1}{2} Q_{33}. \quad (27b)$$

Сумма членов, выражающих корреляции между давлением и градиентами скорости, $\sum Q_{ii} = \sum \rho_0^{-1} \langle p \partial u_i / \partial x_i \rangle$, равна нулю вследствие уравнения неразрывности: $\sum \partial u_i / \partial x_i = 0$. Следовательно, эти члены не являются ни продукционными, ни диссипативными, а описывают переходы энергии от “богатых” компонент к “бедным”. Для их определения мы предлагаем обобщенный вариант гипотезы Рота [44]:

$$Q_{11} = -\frac{2C_r}{3C_K t_T} (3E_1 - E_K \Psi_1), \quad (28a)$$

$$Q_{22} = -\frac{2C_r}{3C_K t_T} (3E_2 - E_K \Psi_2), \quad (28b)$$

¹ Если $C_P \neq C_K$, то Ri_f не равно, а пропорционально E_P/E (см. Zilitinkevich et al., 2008).

$$Q_{33} = -\frac{2C_r}{3C_K t_T} (3E_3 - E_K \Psi_3). \quad (28c)$$

где C_r и Ψ_i ($i=1,2,3$) безразмерные эмпирические коэффициенты.

Коэффициент C_r введен для учета различия между временными масштабами вязкой диссипации и ослабления турбулентности силами плавучести. В качестве первого приближения, мы принимаем эти два масштаба времени пропорциональными: $t_r \sim t_T$, так что $C_r = t_r/t_T = const$. Коэффициенты Ψ_i определяют перераспределение $TKЭ$ между компонентами скорости. При $\Psi_i = 1$ формулы (28) сводятся к обычной гипотезе Рота, известной как хорошее приближение для нейтрально стратифицированных течений. Оставляя возможность для более тонкого учета эффектов стратификации, мы обобщаем эту гипотезу, полагая

$$\Psi_i = 1 + C_i Ri_f, \quad i=1,2,3 \quad (29)$$

где Ri_f – турбулентное число Ричардсона [формула (26)], C_i – эмпирические константы.

Их сумма должна обращаться в нуль ($C_1 + C_2 + C_3 = 0$), чтобы удовлетворить условию $\sum Q_{ii} = 0$ (т.е. условию $E_K = E_1 + E_2 + E_3$). Линейная зависимость от Ri_f в правой части формул (29) обеспечивает необходимые по физическому смыслу пределы: $\Psi_i = 1$ при $Ri = 0$, и $\Psi_i \rightarrow 1 + C_i Ri_f^\infty$ при $Ri \rightarrow \infty$.

Поскольку энергетический обмен между горизонтальными составляющими $TKЭ$, E_1 и E_2 , непосредственно не зависит от стратификации, мы принимаем первые две константы энергетического обмена равными: $C_1 = C_2$. С учетом упомянутого выше условия $C_1 + C_2 + C_3 = 0$, отсюда следует, что только одна из трех констант независима:

$C_1 = C_2 = -\frac{1}{2}C_3$. Формулы (27) – (28) дают

$$E_i = \frac{C_r}{3(1+C_r)} E_K \Psi_i - \frac{C_K}{1+C_r} t_T \tau_{i3} \frac{\partial U_i}{\partial z}, \quad i=1,2 \quad (30a)$$

$$E_z = \frac{C_r}{3(1+C_r)} E_K \Psi_3 + \frac{C_K}{1+C_r} t_T \beta F_z. \quad (30b)$$

В плоско-параллельном нейтрально стратифицированном течении, где $\mathbf{U} = (U, 0, 0)$ формулы (30a) и (30b) принимают вид:

$$\frac{E_x}{E_K} = \frac{3+C_r}{3(1+C_r)}, \quad (31a)$$

$$\frac{E_y}{E_K} = \frac{E_z}{E_K} = \frac{C_r}{3(1+C_r)}. \quad (31b)$$

Учитывая различия между кинетическими энергиями различных компонент скорости, выражаем временной масштаб диссипации, $t_T = l_T E_K^{-1/2}$, через вертикальный турбулентный масштаб длины l_z :

$$t_T = \frac{l_z}{E_z^{1/2}}. \quad (32)$$

Подставляя эту формулу для t_T в формулы (25с) и (30b) и используя формулу (29), окончательно получаем

$$E_z = \left[\frac{C_K C_r \Psi_3}{3(1+C_r)} \left(\Pi + \left(\frac{3}{C_r \Psi_3} + 1 \right) \beta F_z \right) l_z \right]^{2/3}, \quad (33a)$$

$$\Psi_3 = 1 + C_3 \text{Ri}_f. \quad (33b)$$

При $C_3 = 0$ это выражение сводится к решению Рота.

Чтобы замкнуть систему уравнений Рейнольдса в "геофизическом приближении", горизонтальные компоненты кинетической энергии, E_x и E_y , не требуются. Мы оставляем их обсуждение для отдельной статьи.

4.2 Вертикальные турбулентные потоки импульса и потенциальной температуры

Как уже говорилось, из недиагональных составляющих напряжений Рейнольдса нас интересуют лишь $\tau_{13} = \tau_{xz} = \langle uw \rangle$ и $\tau_{23} = \tau_{yz} = \langle vw \rangle$, определенные уравнением (10b) и необходимые для замыкания уравнений движения (4) и (5). В равновесном режиме, в силу формул (17) – (18) для эффективной скорости диссипации, они принимают вид:

$$\tau_{i3} = -2\Psi_\tau E_z^{1/2} l_z \frac{\partial U_i}{\partial z}, \quad i = 1, 2. \quad (34)$$

Из трех составляющих потока потенциальной температуры, мы рассматриваем лишь вертикальный поток $F_3 = F_z$, определяемый уравнением (9b), необходимый для замыкания уравнения переноса тепла (6). Подставляя $\beta E_\theta = (N^2 / \beta) E_P = -C_K N^2 l_z F_z / E_z^{1/2}$ [согласно формулам (25b) и (32)], в равновесный вариант уравнения (9b), получаем

$$F_z = - \frac{2C_F E_z^{1/2} l_z}{1 + 2C_\theta C_F C_K (N l_z)^2 E_z^{-1}} \left(\frac{\partial \theta}{\partial z} \right). \quad (35)$$

Поскольку $N^2 = \beta \partial \theta / \partial z$, F_z зависит от $\partial \theta / \partial z$ слабее, чем по линейному закону и при $\partial \theta / \partial z \rightarrow \infty$ стремится к конечному пределу, не зависящему от $\partial \theta / \partial z$:

$$F_{z,\max} = -\frac{E_z^{3/2}}{C_\theta C_K \beta l_z} = -\frac{\varepsilon_{kz}}{C_\theta \beta}, \quad (36)$$

где ε_{kz} – скорость диссипации кинетической энергии вертикальных флуктуаций скорости.

Отсюда ясно следует, что F_z никак не может рассматриваться как заданный внешний параметр турбулентного потока. Поэтому, как уже подчеркивалось в разделе 4.1, турбулентное число Ричардсона $Ri_f = -\beta F_z (\tau S)^{-1}$ является внутренним параметром турбулентности и не может задаваться произвольно. Формула, аналогичная (36), была выведена в [8].

Уравнения (34) и (35) позволяют определить коэффициенты турбулентной вязкости и температуропроводности:

$$K_M \equiv \frac{-\tau i_3}{\partial U_i / \partial z} = 2\Psi_\tau E_z^{1/2} l_z, \quad (37a)$$

$$K_H \equiv \frac{-F_z}{\partial \Theta / \partial z} = \frac{2C_F E_z^{1/2} l_z}{1 + 2C_\theta C_F C_K (N l_z)^2 E_z^{-1}}. \quad (37b)$$

Таким образом, наши формулы (17)–(18) для эффективной диссипации напряжений Рейнольдса приводят к формуле для турбулентной вязкости (37a), аналогичной традиционной формуле (1), тогда как уравнение (37b) для турбулентной температуропроводности содержит противогradientную поправку и принципиально отличается от традиционного.

В данной статье формула (37a) выведена с помощью гипотетического понятия эффективной скорости диссипации. Более строго она выводится из уравнений баланса для напряжений Рейнольдса в k -пространстве с использованием “ τ -приближения” [13,14].

Напомним, что Ψ_τ – безразмерный, ограниченный коэффициент, монотонно зависящий от статической устойчивости [см. формулы (17)–(18) и их обсуждение в разделе 2]. Мы аппроксимируем эту зависимость линейной функцией:

$$\Psi_\tau = C_{\tau 1} + C_{\tau 2} Ri_f, \quad (38)$$

где $C_{\tau 1}$ и $C_{\tau 2}$ – безразмерные константы, подлежащие эмпирическому определению. Формула (38) обеспечивает ненулевые пределы: $\Psi_\tau = C_{\tau 1}$ при $Ri = 0$, и $\Psi_\tau \rightarrow C_{\tau 1} + C_{\tau 2} Ri_f^\infty$ при $Ri \rightarrow \infty$.

4.3 Турбулентное число Прандтля и другие безразмерные параметры

Система алгебраических уравнений (33)–(35) обладает “частичной инвариантностью” относительно l_z и позволяет определить турбулентное число Прандтля, Ri_T , турбулентное число Ричардсона, Ri_f , и другие безразмерные характеристики турбулентности как универсальные функции gradientного числа

Ричардсона, Ri . Разумеется, такая универсальность имеет место только в однородном, стационарном режиме, когда поступление турбулентности полностью определяется её локальной продукцией. В неоднородных режимах вступают в действие другие механизмы, в первую очередь, переносы $TKЭ$ и $ТПЭ$ в пространстве, так что Ri уже не является единственным определяющим параметром.

Так как $\Pi = K_M S^2$ и $Ri_f \equiv -\beta F_z / \Pi$, из формул (33) и (37) следует

$$\frac{E_z}{(Sl_z)^2} = \Psi(Ri_f) \equiv \frac{2C_K C_r \Psi_3 \Psi_\tau}{3(1+C_r)} \left[1 - \left(\frac{3}{C_r \Psi_3} + 1 \right) Ri_f \right], \quad (39)$$

где Ψ_3 и Ψ_τ – линейные функции от Ri_f заданные формулами (33b) и (38). Далее, поделив K_M [формула (37b)] на K_H [формула (38)], и подставив E_z по формуле (39), получаем:

$$Pr_T \equiv \frac{K_M}{K_H} = \frac{Ri}{Ri_f} = \frac{\Psi_\tau}{C_F} + \frac{3(1+C_r)C_\theta}{C_r \Psi_3} Ri \left[1 - \left(\frac{3}{C_r \Psi_3} + 1 \right) Ri_f \right]^{-1}, \quad (40)$$

и

$$\frac{1}{Ri} = \frac{C_F \Psi_\tau^{-1}}{Ri_f} - \frac{3C_F(1+C_r)C_\theta \Psi_\tau^{-1}}{C_r \Psi_3(1-Ri_f) - 3Ri_f}, \quad (41)$$

Формулы (40) и (41) [а также выведенные на их основе последующие соотношения (46)–(48)] не содержат вертикального масштаба длины l_z . Это совершенно нетривиальное свойство нашей теории позволяет разделить трудности и выделить наиболее дискуссионный аспект проблемы замыкания, а именно определение l_z , в отдельное рассмотрение.

Формула (41) вместе с (33b) и (38) задает Ri как универсальную монотонно возрастающую функцию от Ri_f , определенную в интервале $0 < Ri_f \ll Ri_f^\infty$, (где Ri_f^∞ определено приведенной ниже формулой (45)). Таким образом, обратная зависимость

$$Ri_f = \Phi(Ri) \quad (42)$$

представляет собой однозначную монотонно возрастающую функцию, меняющуюся от 0 при $Ri = 0$ до $Ri_f \rightarrow \infty$ при $Ri \rightarrow \infty$ и обладающую следующими асимптотическими свойствами:

$$Pr_T \approx \frac{\Psi_\tau^{(0)}}{C_F} + \left(\frac{3C_\theta(1+C_r)}{C_r} + \frac{C_\tau 2}{C_F} \right) Ri \rightarrow Pr_T^{(0)} = \frac{\Psi_\tau^{(0)}}{C_F}, \quad (43a)$$

$$Ri_f \approx \frac{C_F}{\Psi_\tau^{(0)}} Ri \quad \text{при} \quad Ri \ll 1, \quad (43b)$$

$$\text{Pr}_T \approx \frac{1}{\text{Ri}_f^\infty} \text{Ri}, \quad (44a)$$

$$\text{Ri}_f \rightarrow \text{Ri}_f^\infty \text{ при } \text{Ri} \gg 1, \quad (44b)$$

где

$$\text{Ri}_f^\infty = \frac{C_r \Psi_3^\infty}{C_r \Psi_3^\infty + 3[1 + C_\theta(1 + C_r)]}. \quad (45)$$

Верхние индексы “(0)” и “∞” означают соответственно “при $\text{Ri} = 0$ ” и “при $\text{Ri} \rightarrow \infty$ ”.

Формулы (33) – (35) позволяют определить, кроме Pr_T , ряд других безразмерных параметров, в частности, вертикальную анизотропию:

$$A_z \equiv \frac{E_z}{E_K} = \frac{C_r \Psi_3}{3(1 + C_r)} \left[1 - \left(\frac{3}{C_r \Psi_3} + 1 \right) \text{Ri}_f \right] (1 - \text{Ri}_f)^{-1}, \quad (46)$$

отношение абсолютного значения турбулентного потока импульса к $TKЭ$, характеризующее корреляцию между вертикальными и горизонтальными флуктуациями скорости:

$$\left(\frac{\tau}{E_K} \right)^2 = \frac{2\Psi_\tau A_z}{C_K(1 - \text{Ri}_f)}, \quad (47)$$

и отношение квадрата вертикального потока потенциальной температуры к произведению $TKЭ$ и “энергии” температурных флуктуаций:

$$\frac{F_z^2}{E_K E_\theta} = \frac{2\Psi_\tau A_z}{C_K \text{Pr}_T}. \quad (48)$$

Формулы (46) – (48) в комбинации с (41) определяют зависимости A_z , $\tau^2 E_K^{-2}$ и $F_z^2 (E_K E_\theta)^{-2}$ от Ri со следующими асимптотическими пределами:

$$A_z \rightarrow A_z^{(0)} = \frac{C_r}{3(1 + C_r)}, \quad (49a)$$

$$\left(\frac{\tau}{E_K} \right)^2 \rightarrow \frac{2\Psi_\tau^{(0)} A_z^{(0)}}{C_K} \quad (49b)$$

$$\frac{F_z^2}{E_K E_\theta} \rightarrow \frac{2C_F A_z^{(0)}}{C_K} \text{ при } \text{Ri} \ll 1 \quad (49c)$$

$$A_z \rightarrow A_z^\infty = \frac{C_r \Psi_3^\infty}{3(1+C_r)} \left[1 - \left(\frac{3}{C_r \Psi_3^\infty} + 1 \right) \text{Ri}_f^\infty \right] (1 - \text{Ri}_f^\infty)^{-1}, \quad (50a)$$

$$\left(\frac{\tau}{E_K} \right)^2 \rightarrow \frac{2\Psi_\tau^\infty A_z^\infty}{C_K (1 - \text{Ri}_f^\infty)}, \quad (50b)$$

$$\frac{F_z^2}{E_K E_\theta} \rightarrow \frac{2\Psi_\tau^\infty A_z^\infty}{C_K \text{Pr}_T^\infty} \text{ при } \text{Ri} \gg 1. \quad (50c)$$

Напомним, что турбулентным масштабом скорости в формулах (34) – (37) служит $\sqrt{E_z}$. В большинстве моделей замыкания зависимость $A_z = E_z / E_K$ от устойчивости не учитывается, а вместо $\sqrt{E_z}$ используется $\sqrt{E_K}$. При сильной устойчивости это может приводить к существенным ошибкам, особенно в расчетах турбулентной диффузии загрязняющих примесей. Формула (46), подкреплённая экспериментальными данными (см. [32] и анализ данных в разделе б) позволяет избежать этих ошибок.

4.4 Вертикальный турбулентный масштаб длины

В устойчиво стратифицированных геофизических течениях вертикальный размер турбулентных вихрей, генерируемых сдвигом скорости на данной высоте, ограничен двумя главными факторами: расстоянием до подстилающей поверхности и устойчивостью стратификации. Для её характеристики используются следующие масштабы длины:

$$L = \frac{\tau^{3/2}}{-\beta F_z} = \frac{\tau^{1/2}}{S \text{Ri}_f}, \quad (51)$$

$$L_O = \varepsilon_k^{1/2} N^{-3/2}, \quad (52)$$

$$L_N = E_z^{1/2} N^{-1}, \quad (53)$$

$$L_S = E_z^{1/2} S^{-1}, \quad (54)$$

где: L – масштаб Монина-Обухова (1954), L_O – масштаб Озмидова [39], L_S – масштаб, обусловленный сдвигом скорости [20,21] и L_N – масштаб, обусловленный стратификацией плотности (см. например, таблицу 3 в [10]).

Во вращающихся жидкости или газе непосредственное влияние угловой скорости вращения Ω на размеры турбулентных вихрей ограничено масштабом $E_z^{1/2} \Omega$. В устойчиво стратифицированных атмосферных и океанских течениях этот ограничитель играет второстепенную роль. В настоящей работе мы его не рассматриваем и ограничиваемся обсуждением влияния стратификации.

В рамках нашей локальной модели масштабы (52) – (54) пропорциональны L с точностью до коэффициентов, зависящих только от Ri .

Поэтому общее выражение для l_z , учитывающее ограничения $l_z < z$ и $l_z < \{L, L_O, L_S, L_N\}$, можно искать в виде $l_z^{-1} \sim z^{-1} + L^{-1}\Phi_l(Ri)$, где Φ_l – функция от Ri , подлежащая эмпирическому определению. В локальной модели, поскольку безразмерная высота z/L является универсальной функцией от Ri , общее выражение для l_z может быть записано в виде $l_z = z\Psi_l(Ri)$. Функция $\Psi_l(Ri)$ должна удовлетворять следующим физическим требованиям: при нейтральной стратификации достигать максимального значения $\Psi_l(0) = 1$, а при возрастании Ri_f убывать и стремиться к нулю при $Ri_f \rightarrow Ri_f^\infty$ [иначе, формула (33) даст $E_z > 0$ при $Ri_f \rightarrow Ri_f^\infty$, что физически бессмысленно].

Одной из возможных аппроксимаций может служить формула [54]:

$$l_z = z \left(1 - \frac{Ri_f}{Ri_f^\infty} \right)^{4/3}, \quad (55)$$

где показатель степени $4/3$ определён эмпирически по данным численного моделирования LES DATABASE46 [4,16,] и полевого эксперимента SHEBA [50].

Напомним, что результаты анализа, изложенного в предшествующих разделах этой статьи, не зависят от конкретного выражения для l_z . Раздел 4.4 помещен здесь для полноты изложения.

5 Калибрация локальной модели

Чтобы определить эмпирические безразмерные константы $C_r, C_K, C_F, C_\theta, C_{\tau 1}, C_{\tau 2}, C_3$ и показатель степени в формуле (55), мы сравниваем результаты, полученные в разделе 4, с экспериментальными данными и результатами полного (DNS) и частичного вихреразрешающего (LES) моделирования турбулентности.

Напомним, что локальная модель выведена в приближении однородной турбулентности и не предусматривает переноса турбулентных энергий или турбулентных потоков турбулентностью. Практически все доступные данные представляют вертикально (а в ряде случаев, и горизонтально) неоднородные течения, в которых переносы вторых моментов в той или иной степени присутствуют. Это означает, что безразмерные параметры турбулентности, такие как $Pr_T, Ri_f, (\tau/E_K)^2, F_z^2/(E_K E_\theta)$ и A_z , не обязаны быть универсальными функциями от Ri . Так или иначе, но в недавних работах [33,52] получены эмпирические зависимости перечисленных выше параметров от Ri , в целом подтверждающие теорию. Ниже приводятся результаты дальнейшего анализа данных.

На рис. 1а и 1б представлены зависимости турбулентного числа Прандтля Pr_T и турбулентного числа Ричардсона $Ri_f = Ri/Pr_T$ от градиентного числа Ричардсона Ri по данными атмосферных и лабораторных экспериментов, LES и DNS [5,28,38,42,46,47,53].

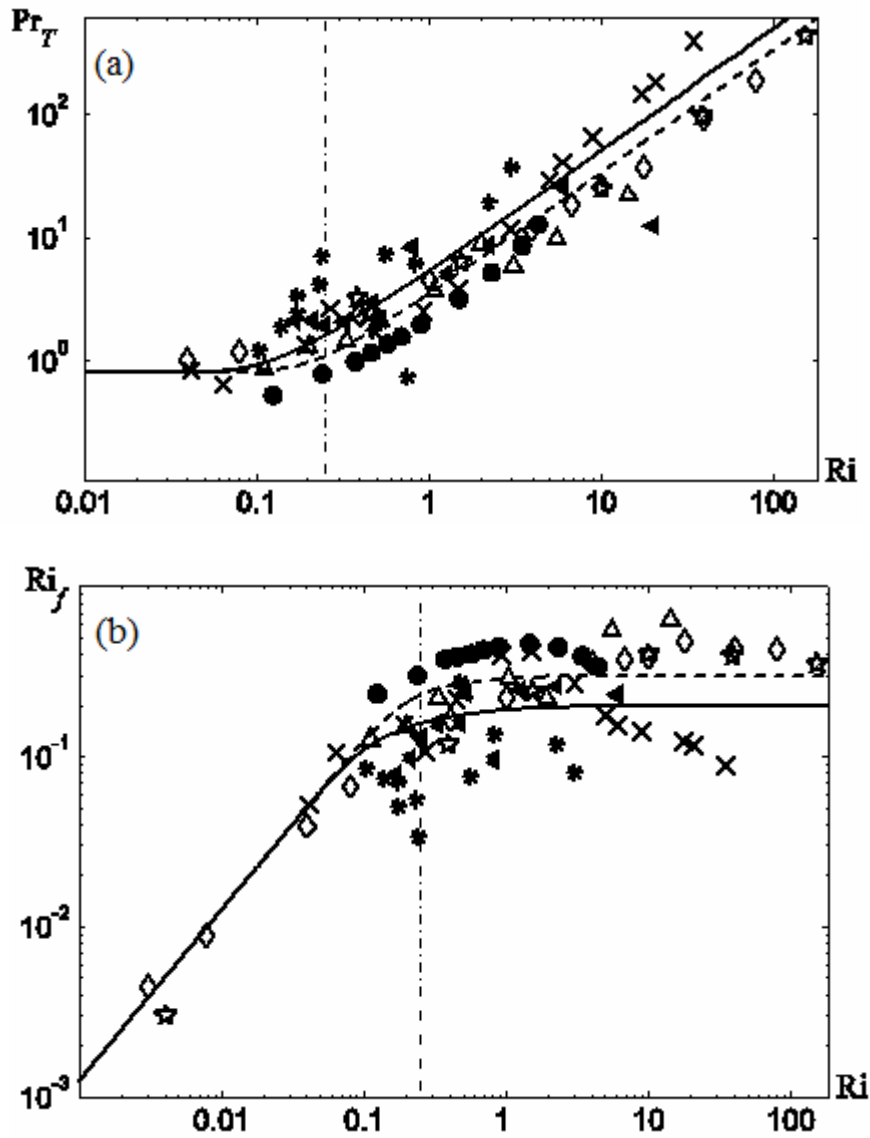


Рис. 1 – Турбулентные числа (а) Прандтля $Pr_T = \frac{K_M}{K_H}$ и (б) Ричардсона $Ri_f = Ri/Pr_T$

как функции градиентного числа Ричардсона $Ri = \left(\frac{N}{S}\right)^2$. Данные представлены следующими символами: атмосферные измерения – наклонные черные треугольники [28] и "снежинки" [5]; лабораторные эксперименты – черные кружки [46], наклонные крестики [42] и ромбы [38]; LES – прямые треугольники [53]; DNS - звездочки [47]. Теоретические кривые представляют расчеты по локальной модели для двух предельных значений турбулентного числа Ричардсона: $Ri_f^\infty = 0.2$ – сплошная линия и $Ri_f^\infty = 0.4$ – пунктирная линия.

Данные, относящиеся к малым значениям Ri , согласуются с общепринятой эмпирической оценкой $Pr_T^{(0)} \equiv Pr_T|_{Ri \rightarrow 0} = 0.8$ (см. обзорные статьи [9,17] и теоретическую работу [12]). Рисунок 1b ясно показывает, что Ri_f при больших Ri выходит на постоянное значение $Ri_f^\infty \approx 0,2$.

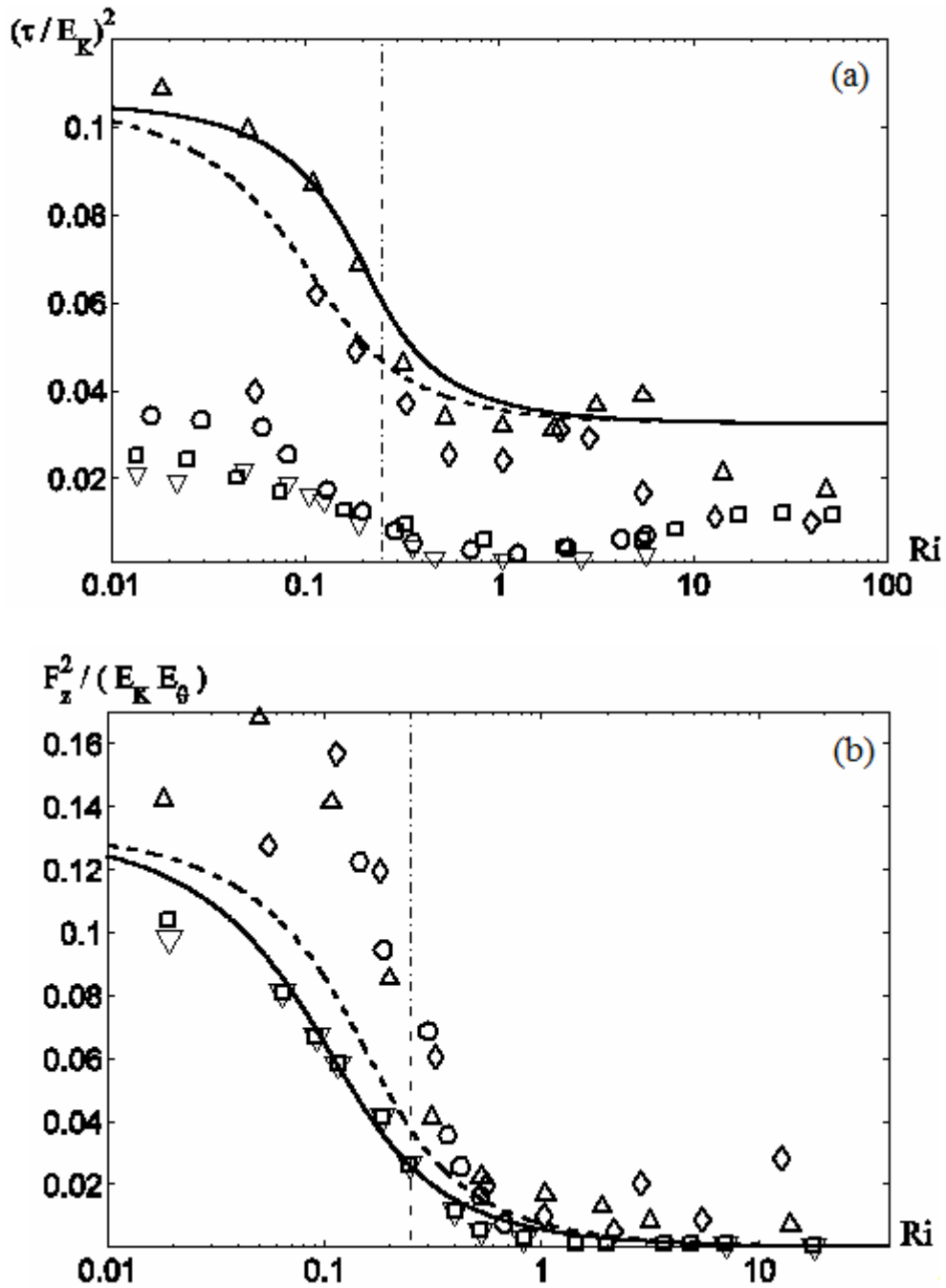


Рис. 2 – Квадраты безразмерных турбулентных потоков (а) количества движения $\hat{\tau}^2 \equiv (\tau/E_K)^2$ и (б) температуры $\hat{F}_z^2 \equiv F_z^2 / (E_K E_\theta)$ как функции градиентного числа Ричардсона Ri . Атмосферные данные – перевернутые треугольники [3,40], квадраты [31] и кружки [50]; лабораторные данные – ромбы [38]; данные LES – треугольники [53]. Теоретические кривые: сплошная линия – для $Ri_f^\infty = 0.2$ и пунктирная – для $Ri_f^\infty = 0.4$.

На рис. 2 представлены зависимости от Ri безразмерных турбулентных потоков: (а) $\hat{\tau}^2 \equiv (\tau/E_K)^2$ и (б) $F_z^2 / (E_K E_\theta)$ – по данным работ [3,31,38,40,50,53]. Давно известно (см. например, разделы 5.3 и 8.5 в [37]), что атмосферные наблюдения при

нейтральной стратификации дают более изменчивые и, как правило, меньшие значения отношений (τ/E_K) и $F_z^2/(E_K E_\theta)$, чем лабораторные эксперименты. Это не удивительно: измеренные значения E_K , в атмосфере включают как турбулентность, так и низкочастотные флуктуации скорости, вызванные взаимодействием воздушного потока с неоднородностями подстилающей поверхности. Поэтому для калибровки нашей локальной модели более естественно использовать данные о $\hat{\tau}^2$, полученные из лабораторных экспериментов и численных вихререзающих моделей. По данным, представленным на рис. 2, получено: $(\tau/E_K)^{(0)} = 0.326$, $(\tau/E_K)^\infty = 0.18$ при $Ri \gg 1$, $(\hat{\tau}^2)^{(0)}/(\hat{F}_z^2)^{(0)} = Pr_T^{(0)} = 0.8$, и $(\hat{F}_z^2)^\infty = 0$.

Вертикальная анизотропия $A_z = E_z/E_K$, показана на рис. 3 по данным работ [3,31,38,40,47,50,53]. Эти данные отчасти противоречивы и требуют тщательного анализа. Для нейтральной стратификации, мы принимаем оценку $A_z^{(0)} = 0.25$, основанную на точных лабораторных экспериментах [2] и DNS [35] и согласующуюся с независимым анализом пристеночной турбулентности [30]. Атмосферные данные (например, рис. 75 в [37]), дают меньшие значения $A_z^{(0)}$; но, как уже говорилось, они переоценивают энергию горизонтальных флуктуаций скорости и поэтому недооценивают A_z , в частности, при нейтральной стратификации. Большие значения Ri в численных моделях наблюдаются вблизи верхней границы пограничного

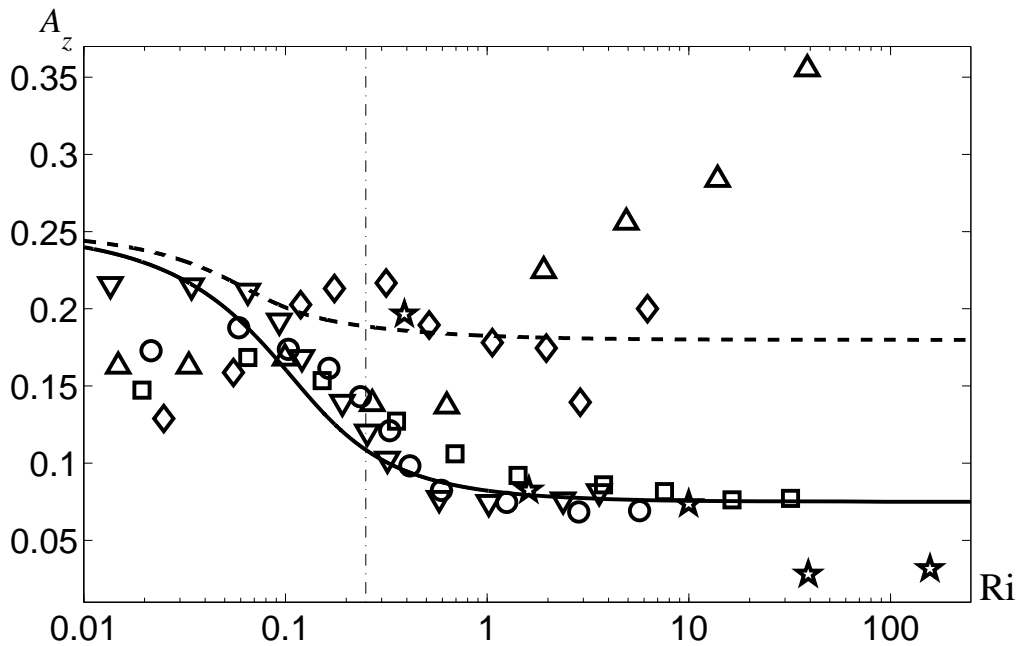


Рис. 3 – Вертикальная анизотропия $A_z = E_z/E_K$ как функция градиентного числа Ричардсона Ri . Атмосферные данные – перевернутые треугольники [3,40], квадраты [31] и кружки [50]; лабораторные данные – ромбы [38]; данные LES - треугольники [53] и DNS – звездочки [47]. Теоретические кривые: сплошная линия – для $Ri_f^\infty = 0.2$ и пунктирная – для $Ri_f^\infty = 0.4$.

слоя, где $TKЭ$ локального происхождения может оказаться незначительной по сравнению с $TKЭ$, принесённой из нижних слоев. Не удивительно, что зависимость A_z от Ri страдает очень большим разбросом данных. В целом, атмосферные данные характеризуют A_z как монотонно убывающую функцию от Ri и позволяют дать приближенную оценку нижнего предела: $A_z^\infty = 0.075$.

Полученные выше оценки $A_z^{(0)}$, $(\tau^2 E_K^{-2})_{Ri=0}$, $Pr_T^{(0)}$, Ri_f^∞ , A_z^∞ , и $(\tau^2 E_K^{-2})_{Ri=\infty}$ позволяют определить наши эмпирические константы.

Начинаем с данных, относящихся к нейтральной стратификации. Оценка $A_z^{(0)} = 0.25$ дает

$$C_r = 3A_z^{(0)} \left(1 - 3A_z^{(0)}\right)^{-1} = 3. \quad (56)$$

Комбинируя формулы (25с) для E_K и (32) для t_T , применяя их к логарифмическому пограничному слою, в котором $l_z = z$, $\tau = \tau|_{z=0} \equiv u_*^2$ и $S = u_*(kz)^{-1}$ (u_* – скорость трения, $\kappa = 0.4$ – постоянная Кармана), и используя оценки $A_z^{(0)} = 0.25$ и $(\tau/E_K)^{(0)} = 0.33$, получаем

$$C_K = k \left(A_z^{(0)}\right)^{1/2} \left(\frac{E_K}{\tau}\right)_{Ri=0}^{3/2} = 1.08. \quad (57)$$

Подставляя $C_K = 1.08$ и $Pr_T^{(0)} = 0.8$ в формулы (43а) и (47), получаем:

$$C_{\tau 1} = \frac{C_K}{2A_z^{(0)}} \left(\frac{E_K}{\tau}\right)_{Ri=0}^{-2} = 0.228, \quad (58)$$

$$C_F = C_{\tau 1} / Pr_T^{(0)} = 0.285. \quad (59)$$

Подставляя $C_r = 3$, $A_z^\infty = 0.075$ и $Ri_f^\infty = 0.2$ в формулу (46), получаем

$$\Psi_3^\infty = \frac{A_z^\infty}{A_z^{(0)}} + \frac{3Ri_f^\infty}{C_r(1 - Ri_f^\infty)} = 0.55, \quad C_3 = \frac{1}{Ri_f^\infty} (\Psi_3^\infty - 1) = -2.25. \quad (60)$$

Константы C_1 и C_2 характеризуют обмен энергией между горизонтальными компонентами скорости и не влияют на какие-либо другие аспекты нашей модели. Тем не менее, принимая $C_1 = C_2$ (из соображений симметрии) и учитывая формулу $C_1 + C_2 + C_3 = 0$ (вытекающую из требования $\sum_i E_i = E_K$), получаем:

$$C_1 = C_2 = -\frac{1}{2}C_3 = 1.125. \quad (61)$$

Подставляя $C_K = 1.08$, $Ri_f^\infty = 0.2$, $A_z^\infty = 0.075$ и $(\tau/E_K)^\infty = 0.18$ в формулы (50b), получаем:

$$\Psi_\tau^\infty = \frac{C_K \left[(\tau/E_K)^\infty \right]^2 (1 - Ri_f^\infty)}{2A_z^\infty} = 0.187; \quad C_{\tau 2} = \frac{1}{Ri_f^\infty} (\Psi_\tau^\infty - C_{\tau 1}) = -0.208. \quad (62)$$

Подставляя $C_r = 3$, $Ri_f^\infty = 0.2$ и $\Psi_3^\infty = 0.55$ в формулу (45), получаем:

$$C_\theta = \frac{1}{1 + C_r} \left[\frac{C_r \Psi_3^\infty}{3} \left(\frac{1}{Ri_f^\infty} - 1 \right) - 1 \right] = 0.3. \quad (63)$$

Зависимость $Ri_f = \Phi(Ri)$, рассчитанная по формулам (41)–(42) с нашими эмпирическими константами, показана на рис. 1b жирной линией. С точностью до 5 % она аппроксимируется приближенной формулой

$$Ri_f = \Phi(Ri) \approx 1.25 Ri \frac{(1 + 36 Ri)^{1.7}}{(1 + 19 Ri)^{2.7}}. \quad (64)$$

В полученных выше оценках мы не использовали данные о безразмерном потоке тепла $\hat{F}_z^2 \equiv F_z^2 / (E_K E_\theta)$, показанные на рис. 2b. В расчетах по формулам (60) – (63) принято $Ri_f^\infty = 0.2$. Однако точность этой оценки невелика. Рисунок 1b позволяет с уверенностью определить лишь диапазон $0.2 < Ri_f^\infty < 0.4$. Чтобы продемонстрировать степень неопределенности всех наших эмпирических оценок, теоретические кривые на рисунках 1-3 построены в двух вариантах – для $Ri_f^\infty = 0.2$ (сплошные линии) и $Ri_f^\infty = 0.4$ (пунктирные линии). В последнем случае надлежащим образом переопределены и другие константы: $C_3 = -0.083$, $C_2 = -0.22$ и $C_\theta = 0.113$.

Теоретические кривые для безразмерного потока тепла $\hat{F}_z^2 \equiv F_z^2 / (E_K E_\theta)$ как функции от Ri , представленные на рис. 2b, неплохо согласуются с экспериментальными данными. Поскольку эти данные не использовались для калибровки модели, рис. 2b служит её экспериментальным подтверждением.

6 Выводы

В большинстве практически используемых моделей замыкания для устойчиво стратифицированных геофизических течений предполагается, что вертикальные

турбулентные потоки направлены по градиентам переносимых субстанций; коэффициенты турбулентной вязкости, K_M , температуропроводности, K_H , и диффузии, K_D , считаются пропорциональными турбулентному масштабу длины, l_T и турбулентному масштабу скорости u_T , который в свою очередь, берется пропорциональным квадратному корню из $TKЭ$, $E_K^{1/2}$, так что $K_{\{M,H,D\}} \sim E_K^{1/2} l_T$; а E_K определяется из уравнения баланса $TKЭ$. Этот подход был в свое время предложен Колмогоровым для течений с нейтральной стратификацией плотности, где он служит очень хорошим приближением. Однако, при применении к устойчиво стратифицированным течениям из него следует, что турбулентность генерируется сдвигом скорости лишь при числах Ричардсона, превышающих критическое значение (Ri_c близких к 0.25). Это противоречит экспериментальным данным. Чтобы устранить противоречие, в современных моделях замыкания принимается $K_{\{M,H,D\}} = f_{\{M,H,D\}}(Ri) E_K^{1/2} l_z$, где $f_{\{M,H,D\}}(Ri)$ - поправочные функции, определяемые эмпирическим путем или с помощью дополнительного теоретического анализа. При хорошо подобранных $f_{\{M,H,D\}}(Ri)$ для решения проблемы замыкания остается только определить l_z . Подобный подход имеет, однако, серьезные недостатки.

Концепции градиентного переноса и коэффициентов турбулентного обмена, как и соотношения $K_{\{M,H,D\}} = f_{\{M,H,D\}}(Ri) E_K^{1/2} l_T$, согласуются с уравнениями баланса турбулентных потоков только в сравнительно простых случаях. Коэффициенты турбулентного обмена могут быть строго определены лишь в режиме однородной турбулентности, в противоположность турбулентным потокам, которые представляют собой ясно определяемые и непосредственно измеряемые параметры. Поэтому, предпочтительно опираться на уравнения баланса турбулентных потоков, а не на гипотезы о коэффициентах обмена, хотя бы потому, что последние не всегда могут быть строго определены. Уравнение баланса $TKЭ$ не полностью характеризует энергетику турбулентности, не говоря уже о том, что вертикальный турбулентный перенос определяется не E_K , а энергией флуктуаций вертикальной скорости, E_z . По этим причинам традиционный подход имеет заведомо ограниченную область приложения.

Мы предлагаем более строгую и в то же время сравнительно простую теорию. В дополнение к уравнению баланса $TKЭ$, мы используем уравнения баланса турбулентной потенциальной энергии ($ТПЭ$) или суммарной энергии турбулентности ($СЭТ = TKЭ + ТПЭ$), что гарантирует генерацию турбулентности сдвигами скорости при любой стратификации.

Кроме того, мы не навязываем концепции градиентного переноса и коэффициентов турбулентного обмена, а используем вместо них уравнения баланса для турбулентных потоков, и выводим из этих уравнений, а не постулируем, выражения для коэффициентов переноса, когда это физически обосновано, т.е. для стационарного однородного режима турбулентности.

В уравнении для вертикального потока потенциальной температуры мы учитываем механизм подавления, обусловленный флуктуациями плавучести, и показываем, что именно он определяет принципиальное различие между переносами тепла и количества движения.

Для определения энергии флуктуаций вертикальной скорости, мы модифицируем традиционную гипотезу изотропизации с учетом влияния стратификации на

перераспределение ТКЭ между горизонтальными и вертикальной компонентами скорости.

В настоящей работе мы подробно рассматриваем лишь простейший, алгебраический вариант новой модели замыкания и калибруем её, пользуясь доступными экспериментальными данными.

Рисунки 1–3, представляющие турбулентное число Прандтля $Pr_T = K_M/K_H$, турбулентное число Ричардсона Ri_f , безразмерные турбулентные потоки $(\tau/E_K)^2$ и $F_z^2(E_K E_\theta)^{-1}$, а также анизотропию $A_z = E_z/E_K$, как функции градиентного числа Ri , обнаруживают два существенно разных режима турбулентности, разделенных сравнительно узким интервалом чисел Ричардсона по обе стороны от порогового значения $Ri \approx 0.25$ (показанного на рисунках вертикальными пунктирными линиями). При $Ri < 0.1$ и $Ri > 1$ отношения $(\tau/E_K)^2$ и $F_z^2(E_K E_\theta)^{-1}$ практически выходят на постоянные значения, соответствующие при $Ri < 0.1$ – сильной турбулентности, способной эффективно переносить как количество движения, так и температуру; а при $Ri > 1$ – слабой турбулентности, способной переносить количество движения, но малоэффективной в переносе тепла.

Пороговое значение Ri на наших рисунках практически совпадает с наиболее часто цитируемой оценкой критического числа Ричардсона в теории гидродинамической неустойчивости: $Ri_c = 0.25$. Согласно теории неустойчивости, бесконечно малые возмущения в течении со сдвигом скорости экспоненциально растут при $Ri < Ri_c$ и не растут при $Ri > Ri_c$, что интерпретировалось как неизбежность ламинаризации течения при $Ri > Ri_c$. Наш анализ, подкрепленный экспериментальными данными, показывает, что на самом деле ламинаризация не обязана происходить: турбулентность может генерироваться сдвигом скорости при любых Ri , но при $Ri > Ri_c$ для "включения" генерации турбулентности необходимы конечные, а не бесконечно малые возмущения.

В настоящей статье рассмотрена локальная модель, пригодная для описания однородного режима турбулентности. Более полная модель, включающая турбулентные переносы третьего порядка (Φ_K, Φ_P, Φ_F и $\Phi_{\{1,2\}}^{(\tau)}$), будет изложена в последующих статьях.

Приложение А. Оценка члена, содержащего флуктуации давления, в уравнении баланса для турбулентного потока потенциальной температуры

Приближение, используемое в разделе 2, а именно

$$\beta \langle \theta^2 \rangle + \frac{1}{\rho_0} \left\langle \theta \frac{\partial}{\partial z} p \right\rangle = C_\theta \beta \langle \theta^2 \rangle, \quad (A1)$$

где $C_\theta = const < 1$, выводится следующим образом. Применяя оператор дивергенции к уравнению движения, получаем:

$$\frac{1}{\rho_0} \Delta p = -\beta \frac{\partial}{\partial z} \theta. \quad (A2)$$

Применяя к уравнению (A2) обратный лапласиан, получаем:

$$\frac{1}{\rho_0} p = \beta \Delta^{-1} \left(\frac{\partial \theta}{\partial z} \right), \quad \text{и} \quad \frac{1}{\rho_0} \left\langle \theta \frac{\partial p}{\partial z} \right\rangle = -\beta \left\langle \theta \Delta^{-1} \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \right\rangle. \quad (\text{A3})$$

Применяя анализ масштабов к правой части второй формулы (A3), получаем

$$\frac{\left\langle \theta \Delta^{-1} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \right) \right\rangle}{\langle \theta^2 \rangle} \approx (1 + \alpha^{-1}) \left(1 - \frac{\arctan \sqrt{\alpha}}{\sqrt{\alpha}} \right), \quad (\text{A4})$$

где $\alpha = l_z^2 / l_\perp^2 - 1$, l_z и l_\perp - масштабы длины корреляционной функции $\langle \theta(t, \mathbf{x}_1) \theta(t, \mathbf{x}_2) \rangle$ в вертикальном и горизонтальном направлениях.

Формулы (A3) и (A4) дают:

$$\frac{1}{\rho_0} \frac{\left\langle \theta \frac{\partial p}{\partial z} \right\rangle}{\langle \theta^2 \rangle} \approx - \begin{cases} \frac{1}{3} \left(1 + \frac{2}{5} \alpha \right), & \alpha \ll 1 \\ 1 - \frac{\pi}{2\sqrt{\alpha}}, & \alpha \gg 1. \end{cases} \quad (\text{A5})$$

Отсюда следует, что интересующий нас коэффициент $C_\theta = \left\{ 1 + \left[\text{правая часть формулы (A5)} \right] \right\}$ стремится к 2/3 при тепловой изотропии (что соответствует нейтральной стратификации) и стремится к нулю при полной тепловой анизотропии. Наша эмпирическая оценка $C_\theta = 0.3$ – разумный компромисс между этими крайними случаями.

Благодарности. Авторы благодарят профессора С.Н. Степаненко за обсуждения и ценные замечания. Настоящая работа выполнена при содействии Международного Метеорологического Института им. К.Г. Россби (Стокгольм, Швеция), Академии Наук Израиля, Бюджетной комиссии израильских университетов и Израильской комиссии по атомной энергии.

Литература

1. Курбацкий А.Ф. Лекции по турбулентности. – Новосибирск, Изд-во Новосибирского государственного университета, 2000.
2. Agrawal, A., L. Djenidi and R.A. Antobin (2004) URL http://in3.dem.ist.utl.pt/lxslaser2004/pdf/paper_28_1.pdf
3. Banta R.M., R.K. Newsom, J.K. Lundquist, Y.L. Pichugina, R.L. Coulter and L. Mahrt (2002) Nocturnal low-level jet characteristics over Kansas during CASES-99. *Boundary-Layer Meteorol.*, 105, pp. 221–252.
4. Beare, R.J., M.K. MacVean, A.A.M. Holtslag, J. Cuxart, I. Esau, J.C. Golaz, M.A. Jimenez, M. Khairouidinov, B. Kosovic, D. Lewellen, T.S. Lund, J.K. Lundquist, A. McCabe, A.F. Moene, Y. Noh, S. Raasch and P. Sullivan (2006) An intercomparison of large eddy simulations of the stable boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, 118, pp. 247– 272.

5. *Bertin, F., J. Barat and R. Wilson* (1997) Energy dissipation rates, eddy diffusivity, and the Prandtl number: An in situ experimental approach and its consequences on radar estimate of turbulent parameters. *Radio Science*, 32, pp. 791–804.
6. *Canuto, V.M., F. Minotti* (1993) Stratified turbulence in the atmosphere and oceans: a new sub-grid model. *J. Atmos. Sci.* 50, pp. 1925–1935.
7. *Canuto, V.M., A. Howard, Y. Cheng, M.S. Dubovikov* (2001) Ocean turbulence. Part I: One-point closure model - momentum and heat vertical diffusivities, *J. Phys. Oceanogr.*, 31, pp. 1413–1426.
8. *Cheng, Y., V.M. Canuto, A.M. Howard* (2002) An improved model for the turbulent PBL. *J. Atmosph. Sci.*, 59, pp. 1550–1565.
9. *Churchill, S.W.* (2002) A reinterpretation of the turbulent Prandtl number. *Ind. Eng. Chem. Res.*, 41, pp. 6393–6401.
10. *Cuxart, J. and 23 co-authors* (2006) Single-column model intercomparison for a stably stratified atmospheric boundary layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, 118, pp. 273–303.
11. *Daludier, F. and C. Sidi* (1987) Evidence and interpretation of a spectral gap in the turbulent atmospheric temperature spectra. *J. Atmos. Sci.* 44, pp. 3121–3126.
12. *Elperin, T., N. Kleeorin and I. Rogachevskii* (1996) Isotropic and anisotropic spectra of passive scalar fluctuations in turbulent fluid flow. *Phys. Rev. E*, 53, pp. 3431–3441.
13. *Elperin, T., N. Kleeorin, I. Rogachevskii and S.S. Zilitinkevich* (2002) Formation of large-scale semi-organized structures in turbulent convection. *Phys. Rev. E*, 66, 066305 (1–15).
14. *Elperin, T., N. Kleeorin, I. Rogachevskii and S.S. Zilitinkevich* (2006) Turbulence and coherent structures in geophysical convection. *Boundary-Layer Meteorol.* 119, pp. 449–472.
15. *Esau, I.* (2004) Simulation of Ekman boundary layers by large eddy model with dynamic mixed sub-filter closure, *Environmental Fluid Mech.*, 4, pp. 273–303.
16. *Esau, I.N. and Zilitinkevich S.S.* (2006) Universal dependences between turbulent and mean flow parameters in stably and neutrally stratified planetary boundary layers. *Nonlin. Processes Geophys.*, 13, pp. 135–144.
17. *Foken, T.* (2006) 50 years of the Monin–Obukhov similarity theory. *Boundary-Layer Meteorology*, 119, pp. 431–447.
18. *Hanazaki, H. and J.C.R. Hunt* (1996) Linear processes in unsteady stably stratified turbulence. *J. Fluid Mech.*, 318, pp. 303–337.
19. *Hanazaki, H. and J.C.R. Hunt* (2004) Structure of unsteady stably stratified turbulence with mean shear. *J. Fluid Mech.*, 507, pp. 1–42.
20. *Hunt, J.C.R., J.C. Kaimal and J.E. Gaynor* (1985) Some observations of turbulence in stable layers. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 111, pp. 793–815.
21. *Hunt, J.C.R., D.D. Stretch and R.E. Britter* (1988) Length scales in stably stratified turbulent flows and their use in turbulence models. In: *Proc. I.M.A. Conference on “Stably Stratified Flow and Dense Gas Dispersion”* (J. S. Puttock, Ed.), Clarendon Press, pp. 285–322.
22. *Holton, J.R.* (2004) *An Introduction to Dynamic Meteorology*. Academic Press, New York, 535 pp.
23. *Jin, L.H., R.M.C. So and T.B. Gatski* (2003) Equilibrium states of turbulent homogeneous buoyant flows. *J. Fluid Mech.*, 482, pp. 207–233.
24. *Kays, W.M.* (1994) Turbulent Prandtl number – where are we? *J. Heat Transfer*, 116, pp. 284–295.
25. *Keller, K. and C.W. Van Atta* (2000) An experimental investigation of the vertical temperature structure of homogeneous stratified shear turbulence. *J. Fluid Mech.*, 425, pp. 1–29.

26. Kraus, E.B. and J.A. Businger (1994) Atmosphere-Ocean Interaction. Oxford University Press, Oxford, 362 pp.
27. Kolmogorov, A.N. (1941) Energy dissipation in locally isotropic turbulence. Doklady AN SSSR, 32, No.1, pp. 19–21.
28. Kondo, J., O. Kanechika and N. Yasuda (1978) Heat and momentum transfer under strong stability in the atmospheric surface layer. J. Atmos. Sci., 35, pp. 1012–1021.
29. Luyten, P.J., S. Carniel and G. Umgiesser (2002) Validation of turbulence closure parameterisations for stably stratified flows using the PROVESS turbulence measurements in the North Sea. J. Sea Research, 47, pp. 239–267.
30. L'vov, V.S., A. Pomyalov, I. Procaccia and S.S. Zilitinkevich (2006) Phenomenology of wall bounded Newtonian turbulence. Phys. Rev., E 73, 016303, pp. 1–13.
31. Mahrt, L. and D. Vickers (2005) Boundary layer adjustment over small-scale changes of surface heat flux. Boundary-Layer Meteorol., 116, pp. 313–330.
32. Mauritsen, T., and G. Svensson (2007) Observations of stably stratified shear-driven atmospheric turbulence at low and high Richardson numbers. J. Atmos. Sci., 64, pp. 645–655.
33. Mauritsen, T., G. Svensson, S.S. Zilitinkevich, E. Esau, L. Enger and B. Grisogono. (2007) A total turbulent energy closure model for neutrally and stably stratified atmospheric boundary layers. J. Atmos. Sci., 64, pp. 4117–4130.
34. Mellor, G.L. and T. Yamada (1974) A hierarchy of turbulence closure models for planetary boundary layers. J. Atmos. Sci., 31, pp. 1791–1806.
35. Moser, R.G., J. Kim and N.N. Mansour (1999) Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to $Re = 590$. Phys. Fluids, 11, pp. 943–945.
36. Monin, A.S. and A.M. Obukhov (1954) Main characteristics of the turbulent mixing in the atmospheric surface layer. Trudy Geophys. Inst. AN. SSSR, 24(151), pp. 153–187.
37. Monin, A.S. and A.M. Yaglom (1971) Statistical Fluid Mechanics. Vol. 1. MIT Press, Cambridge, Massachusetts, 769 pp.
38. Ohya, Y. (2001) Wind-tunnel study of atmospheric stable boundary layers over a rough surface, Boundary-Layer Meteorol., 98, pp. 57–82.
39. Ozmidov, R.V. (1990) Diffusion of Contaminants in the Ocean. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, The Netherlands, 283 pp.
40. Poulos, G.S., W. Blumen, D.C. Fritts, J.K. Lundquist, J. Sun, S.P. Burns, C. Nappo, R. Banta, R. Newsom, J. Cuxart, E. Terradellas, B. Balsley and M. Jensen (2002) CASES-99: A Comprehensive Investigation of the Stable Nocturnal Boundary Layer, Bull. Amer. Meteorol. Soc., 83, pp. 555–581.
41. Rehmman, C.R. and J.H. Hwang (2005) Small-scale structure of strongly stratified turbulence, J. Phys. Oceanogr., 32, pp. 154–164.
42. Rehmman, C.R., J.R. Koseff (2004) Mean potential energy change in stratified grid turbulence Dynamics of Atmospheres and Oceans, 37, pp. 271–294.
43. Richardson, L.F. (1920) The supply of energy from and to atmospheric eddies. Proc. Roy. Soc. London, A 97, pp. 354–373.
44. Rotta, J.C. (1951) Statistische theorie nichthomogener turbulenz. Z. Physik, 129, pp. 547–572.
45. Schumann, U. and T. Gerz (1995) Turbulent mixing in stably stratified sheared flows. J. App. Meteorol., 34, pp. 33–48.
46. Strang, E.J. and H.J.S. Fernando (2001) Vertical mixing and transports through a stratified shear layer. J. Phys. Oceanogr., 31, pp. 2026–2048.
47. Stretch, D.D., J.W. Rottman, K.K. Nomura, and S.K. Venayagamoorthy (2001) Transient mixing events in stably stratified turbulence. In: 14th Australasian Fluid Mechanics Conference, Adelaide, Australia, 10–14 December 2001.

48. *Umlauf, L.* (2005) Modelling the effects of horizontal and vertical shear in stratified turbulent flows, *Deep-Sea Research*, 52, pp. 1181–1201.
49. *Umlauf, L. and H. Burchard* (2005) Second-order turbulence closure models for geophysical boundary layers. A review of recent work. *Continental Shelf Research*, 25, pp. 725–827.
50. *Uttal, T., J.A. Curry, M.G. McPhee, D.K. Perovich and 24 other co-authors* (2002) Surface Heat Budget of the Arctic Ocean, *Bull. Amer. Meteorol. Soc.*, 83, pp. 255–276.
51. *Weng, W. and P. Taylor* (2003) On modelling the one-dimensional Atmospheric Boundary Layer, *Boundary-Layer Meteorol.*, 107, pp. 371–400.
52. *Zilitinkevich, S.S., T. Elperin, N. Kleeorin, I. Rogachevskii* (2007) Energy- and flux budget (EFB) turbulence closure model for stably stratified flows. Part I: Steady-state, homogeneous regimes. *Boundary-Layer Meteorol.*, 125, pp. 167–192.
53. *Zilitinkevich, S.S., T. Elperin, N. Kleeorin, I. Rogachevskii, I. Esau, T. Mauritsen, M. Miles* (2008) Turbulence energetics in stably stratified geophysical flows: strong and weak mixing regimes. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 134, pp. 793–799.
54. *Zilitinkevich, S.S. and I.N. Esau* (2007) Similarity theory and calculation of turbulent fluxes at the surface for the stably stratified atmospheric boundary layers. *Boundary-Layer Meteorol.*, 125, pp. 193–296.
55. *Zilitinkevich, S.S., V.M. Gryanik, V.N. Lykossov and D.V. Mironov* (1999) Third-order transport and non-local turbulence closures for convective boundary layers. *J. Atmosph. Sci.*, 56, pp. 3463–3477.
56. *Zilitinkevich, S.S., V.L. Perov and J.C. King* (2002) Near-surface turbulent fluxes in stable stratification: calculation techniques for use in general circulation models. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 128, pp. 1571–1587.

Closure of the Reynolds equations for stably stratified turbulent flows in the atmosphere and the ocean

Abstract. *This paper presents a new turbulence closure model based on the budget equations for the key second moments: turbulent kinetic and potential energies: TKE and TPE (comprising the turbulent total energy: $TTE = TKE + TPE$) and vertical turbulent fluxes of momentum and buoyancy (proportional to potential temperature). Besides the concept of TTE, we essentially use the non-gradient correction to the traditional buoyancy flux formulation (disregarded in the traditional formulations for the eddy conductivity). In the proposed model, turbulent motions exist at any values of the gradient Richardson number, Ri . Instead of its critical value separating – as usually assumed – the turbulent and the laminar regimes, the model, as well as experimental data, reveals a transition interval, $0.1 < Ri < 1$, which separates two regimes of principally different nature but both turbulent: strong turbulence at $Ri \ll 1$; and weak turbulence, capable of transporting momentum but much less efficient in transporting heat, at $Ri > 1$. Predictions from the model are consistent with available data from atmospheric and laboratory experiments, direct numerical simulation (DNS) and large-eddy simulation (LES).*

Keywords: *anisotropy, closure of turbulent motion equations, kinetic turbulent energy, potential turbulent energy, total turbulent energy, critical Richardson number, mixing length, stable stratification, turbulent viscosity, turbulent transport.*

**РОЗДІЛ II. ВИКОРИСТАННЯ МЕЗОМАСШТАБНИХ МОДЕЛЕЙ ПРИ
ВИВЧЕННІ РОЗПОВСЮДЖЕННЯ ДОМШОК ТА АЕРОЗОЛІВ В АТМОСФЕРІ
(SECTION II. USE OF MESOSCALE MODELS IN STUDIES OF AIR POLLUTANT
AND AEROSOL DISTRIBUTION IN THE ATMOSPHERE)**

УДК 681.3.06

**Р.В. Арутюнян¹, проф., В.Н. Семенов¹, проф., О.С. Сороковикова¹, проф.,
А.Л. Фокин¹, Р.Ю. Игнатов², к. ф.-м. н., Е.В. Набокова², К.Г. Рубинштейн², д.ф.-м.н.**
¹ИБРАЭ РАН, Россия
²ГУ «Гидрометцентр России», Россия

**ВЕРИФИКАЦИЯ МОДЕЛИ АТМОСФЕРНОГО ПЕРЕНОСА С МЕТЕО-
РОЛОГИЧЕСКИМ ПРОГНОЗОМ ВЫСОКОГО ПРОСТРАНСТВЕННОГО
РАЗРЕШЕНИЯ**

***Аннотация.** Приведены результаты верификации российского программного комплекса для расчета распространения радионуклидов НОСТРАДАМУС совместно с метеорологической моделью WRF на серии натуральных экспериментов.*

Ключевые слова: верификация модели, модель WRF, распространение радионуклидов, программный комплекс НОСТРАДАМУС

1 Введение

В настоящее время растет число, как атомных электростанций, так и других объектов, связанных с гипотетической радиационной опасностью. Обеспечение их безопасного функционирования включает в себя создание математических моделей и программных средств для оперативного прогноза в случае штатных и аварийных выбросов. Эти программные средства должны обеспечиваться прогностическими метеорологическими полями с хорошим пространственным разрешением. Задачей подобных программных средств является информационное обеспечение принятия обоснованных решений по выработке мер в случаях аварий (своевременное оповещение, реализация защитных мер) в реальном масштабе времени [1,4–6].

Модель распространения радиационного загрязнения в атмосфере, включенная в интегрированную систему поддержки принятия решений НОСТРАДАМУС [5–6], основана на эффективной гибридной численной методике решения уравнения турбулентной диффузии (аналог стохастической модели крупных частиц). В результате использования такой численной методики удастся без потери точности на порядок быстрее моделировать распространение полидисперсной примеси (для радионуклидов с учетом более 100 цепочек распада). Преимуществом этой модели является то, что в качестве исходных данных в ней могут быть в оперативном режиме использованы трехмерные нестационарные метеорологические поля, в частности, данные детальных метеорологических прогнозов, это позволит улучшить качество исходных данных и, следовательно, качество прогнозирования радиационной обстановки.

2 Данные и методы

Модели подобного типа нуждаются в верификации. Приведем некоторые результаты такой верификации.

В 1983 – 1985 гг. было проведено четыре натуральных мезомасштабных эксперимента в районе Карлсруэ (KfK) [3]. Эксперименты представляли собой выброс трассера SF₆ с метеорологической вышки и проведение измерений в большом количестве пунктов отбора проб на расстояниях до 60 км от источника.

На рис. 1 приведено расположение вышки и измерительных станций во время одного из экспериментов. Расположение измерительных пунктов менялось в зависимости от направления ветра.

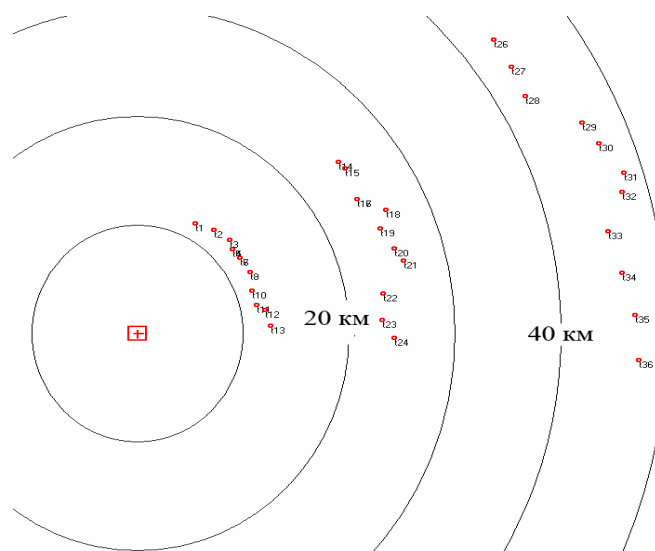


Рис. 1 – Расположение вышки (крестик с координатами 49.054° с.ш., 8.388° в.д.) и измерительной сети

Измерение метеорологических параметров проводилось до высот 200 м. Эти измерения обеспечивали получение вертикальных профилей температуры и ветра в пограничном слое атмосферы с десятиминутным осреднением. Такой подробной метеорологической информации трудно ожидать в реальной ситуации. Результаты моделирования распространения трассера системой НОСТРАДАМУС, при использовании только этих метеорологических данных в качестве входных, сравнивались с данными измерений. Даже для орографически неоднородной территории проведения натуральных экспериментов (рис. 2), получено довольно хорошее соответствие результатов моделирования и данных с сети измерительных пунктов [4].

Целью нашей работы была оценка возможностей мезомасштабной метеорологической модели WRF [2] и системы НОСТРАДАМУС для прогноза метеорологических полей и динамики распространения загрязнения в предположении, что данные с метеорологической мачты отсутствуют.

В созданной для региона Южной Германии версии WRF используется 25 вертикальных уровней. Из них 15 расположены в пограничном слое атмосферы. Пространственное разрешение около 2 км.

Возникла значительная проблема с начальными и краевыми данными для этой модели. Дело в том, что за годы, в которые проводились эксперименты, в нашем распоряжении не было данных с высоким пространственным разрешением. В нашем распоряжении имелось три набора данных реанализов, созданных различными мировыми центрами. Реанализ NCAR\NCEP (разрешение порядка 250 км) – Национального центра Атмосферных Исследований США. Реанализ ECWF –

Європейського центру середньотривалого прогнозу погоди та реаналіз JRA – японського метеорологічного агентства. Дані останнього реаналізу мають більш високе розрешення (порядка 100 км). Проведені серії експериментів з різними параметризаціями планетарного пограничного шару, процесів на поверхні та всередині ґрунту. Параметризації інших фізичних процесів для всіх експериментів не змінювалися.

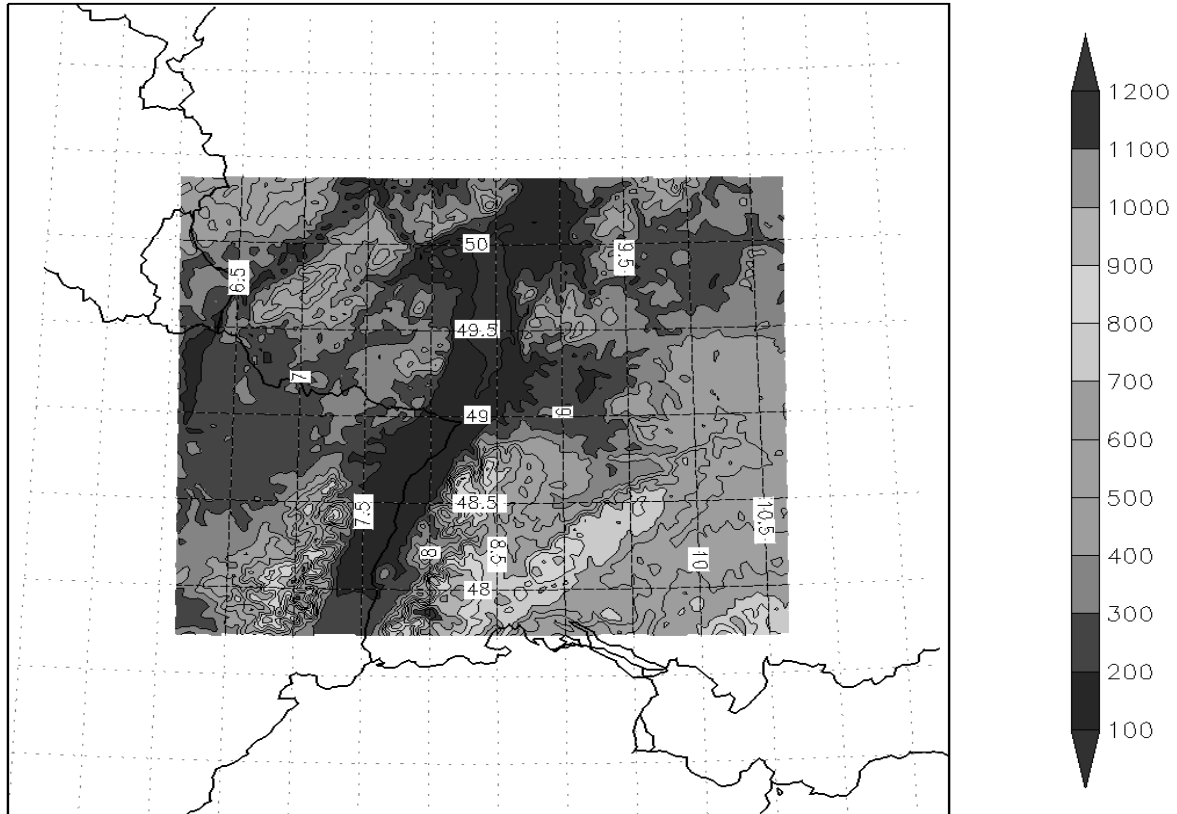


Рис. 2 – Територія прогнозів та рельєф місцевості.

Таблиця 1 – Середня за час експериментів різниця (вимірювана – модельна) швидкості вітру в точці джерела трасера [м/с] для різних параметризацій фізичних процесів.

	40м	60м	100м	160м	200м
1 Експеримент					
JRA_111			0,7		1,3
ECMWF_111		-0,6	0,0	0,7	1,0
ECMWF_121		-2,2	-1,9	-1,4	-1,2
ECMWF_131		-0,9	-0,5	-0,1	0,0
ECMWF_137		-2,5	-1,9	-1,4	-1,2
ECMWF_222		2,0	2,7	3,3	3,5
ECMWF_777		-2,5	-1,9	-1,5	-1,3
NCEP_777		-1,5	-0,9	-0,4	-0,2
NCEP_222		-0,5	-0,1	0,2	0,4
NCEP_121		-1,6	-1,5	-1,3	-1,3

Продолжение таблицы 1.

	40м	60м	100м	160м	200м
2 Эксперимент					
NCEP_222	1,4	2,3	3,8	4,9	5,4
NCEP_121	-1,5	-0,9	0,4	1,5	2,0
ECMWF_121	0,4	1,2	2,7	4,3	5,0
3 Эксперимент					
NCEP_121	-0,7	0,2	1,3	1,8	2,0
NCEP_222	-0,5	0,4	1,3	1,8	2,0
ECMWF_121	-0,8	0,1	1,3	2,0	2,3
4 Эксперимент					
NCEP_121	-4,5	-4,6	-4,8	-4,9	-4,9
NCEP_222	-6,0	-6,4	-6,6	-6,5	-6,3
ECMWF_121	-5,5	-5,7	-5,9	-5,9	-5,9

Численные эксперименты показали, что величины ошибок в данных о ветре заметно зависят от начальных данных и от использованных методов параметризации пограничного слоя. Тем не менее, в целом, наиболее удачным оказалось использование реанализа NCEP в качестве начальных и граничных условий. В табл. 1 приведены некоторые результаты сравнения модельных и измеренных значений скорости ветра на разных высотах для разных вариантов начальных, граничных условий и вариантов параметризаций процессов подсеточного масштаба. Отмеченные ячейки в табл. 1 – варианты с лучшими показателями по этому критерию (сравнение измеренных и рассчитанных скоростей ветра).

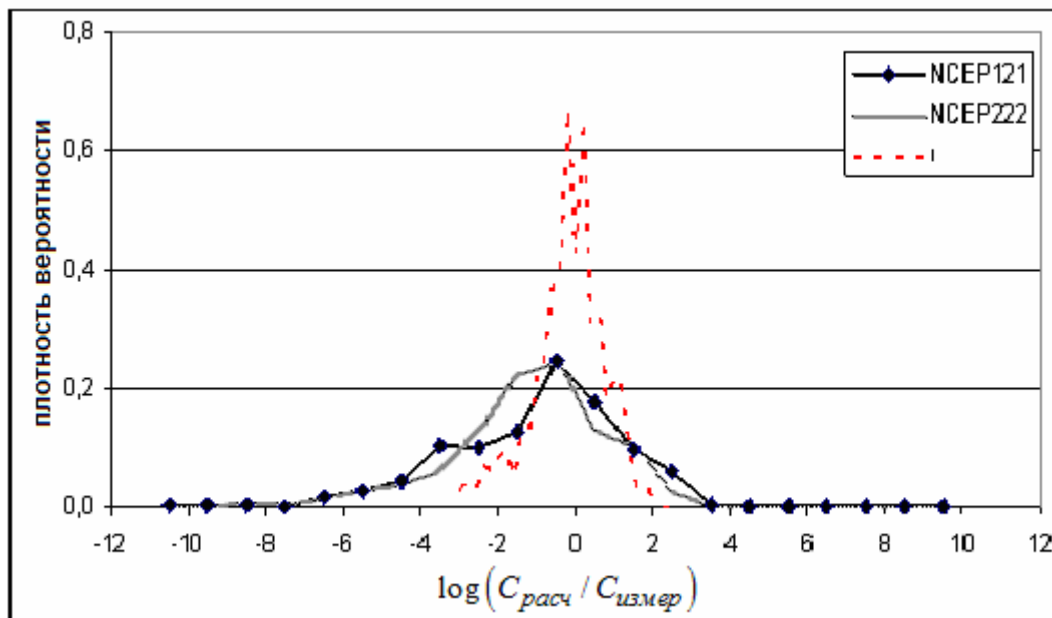


Рис.3 – Плотность вероятности для $\log(C_{расч} / C_{измер})$ в различных точках и в различные моменты времени.

На рис.3, 4 представлены эмпирические плотности вероятностей отношения рассчитанных концентраций и измеренных значений для двух лучших вариантов расчета, основанных на версиях модели WRF, без учета данных метеорологической мачты. Пунктиром отмечены результаты, полученные с использованием детальной информации о вертикальной структуре пограничного слоя с метеорологической мачты.

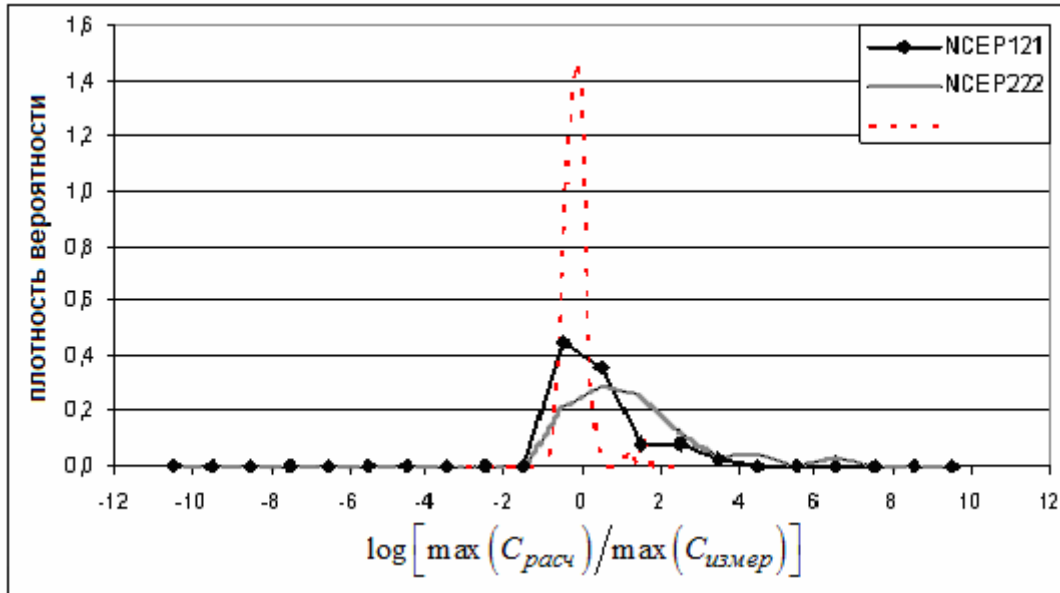


Рис.4 – Плотность вероятности для $\log \left[\frac{\max(C_{расч})}{\max(C_{измер})} \right]$ для отношения точек с максимальными вычисленными концентрациями к точкам с максимальными измеренными концентрациями на определенных расстояниях

3 Основные результаты и выводы

Несмотря на то, что результаты моделирования распространения трассера на основе использования данных мониторинга с метеомачты заметно лучше, чем на основе использования метеорологической модели (модель обеспечивает восстановление и прогноз структуры метеорологических параметров с грубого пространственного разрешения на принципиально более детальное пространственное разрешение) в целом, на наш взгляд, ситуация обнадеживающая. Для многих реальных ситуаций, когда данных детального мониторинга погранслоя нет, использование мезомасштабных метеорологических моделей чрезвычайно продуктивно.

Благодарности. Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ 07-08-491-а и 08-05-13545-офи_ц.

Литература

1. Arutunjan, R.V., V.N. Semenov, O.S. Sorokovikova, A.L. Fokin, R.U. Ignatov, K.G. Rubinshtejn (2008) Atmospheric transport modeling with 3D Lagrangian dispersion codes NOSTRADAMUS and meso-scale meteorological model with height space resolution, compared with tracer experiments at regional scale. International Conference "MESOSCALE METEOROLOGY AND AIR POLLUTION" in Commemoration of the Late Professor Lev N. Gutman and His Outstanding Contribution to Theoretical Mesometeorology, 15-17 September 2008, Odessa, 2008, pp. 81.

2. <http://wrf-model.org/index.php>
3. Thomas, P., S. Vogt, P. Gaglione (1987) Mesoscale Atmospheric Experiment Using Tracer and Tetroons Simultaneously at Kernforschungszentrum. Karlsruhe, KfK 4147 EUR 10907 EN, 112 pp.
4. Van Dorpe, F., B. Iooss, V. Semenov, O. Sorokovikova, A. Fokin, and Y. Margerit (2007) Atmospheric Transport Modeling with 3D Lagrangian Dispersion Codes Compared with SF6 Tracer Experiments at Regional Scale. Science and Technology of Nuclear Installations, Vol. 2007, Article ID 30863, 13 pp. – DOI:10.1155/2007/30863.
5. Арутюнян Р.В., Беликов В.В., Семенов В.Н., Сороковикова О.С., Стародубцева Л.П., Фокин Л.А., Рубинштейн К.Г., Игнатов Р.Ю., Грицан Е.В. Тестирование экспериментальной системы оценки атмосферного переноса загрязнений с использованием регионального метеопрогноза высокого разрешения. – Известия РАН, Энергетика, № 6, 2008, с. 132–152.
6. Рубинштейн К.Г., Игнатов Р.Ю., Грицан Е.В., Новикова И.В., Арутюнян Р.В., Семенов В.Н., Сороковикова О.С. Использование региональной негидростатической модели в получении метеорологических данных для задач прогноза распространения и выпадения радионуклидов. – Метеорология и Гидрология, 2009 (в печати).

Verification of atmospheric dispersion model together with mesoscale meteorological model with height resolution

Abstract. *The results of several numerical mesoscale verification experiments of computer system NOSTRADAMUS for radionuclide atmospheric dispersion and WRF model are presented on the base of comparison with dataset.*

Keywords: *model verification, WRF model, radionuclide atmospheric dispersion, computer system NOSTRADAMUS.*

A.A. Baklanov, Prof., Sc.D.

Danish Meteorological Institute, Copenhagen, Denmark

CHEMICAL WEATHER FORECASTING: A NEW CONCEPT AND METHODOLOGY OF TWO-WAY INTEGRATED MESO-SCALE MODELLING

Abstract. *During the last decade a new field of atmospheric modelling – the chemical weather forecasting (CWF) – is quickly developing and growing. However, in the most of the current studies and publications this field is considered in a simplified concept of the off-line running chemical transport models with operational NWP data as a driver. A new concept and methodology considering the chemical weather as two-way interacted meteorological weather and chemical composition of the atmosphere is suggested and discussed. The on-line integration of mesometeorological models and atmospheric aerosol and chemical transport models gives a possibility to utilize all meteorological 3D fields in the chemical transport model at each time step and to consider feedbacks of air pollution (e.g. urban aerosols) on meteorological processes/climate forcing and further on the chemical composition. This very promising way for future atmospheric simulation systems (as a part of and a step to Earth System Modelling) will lead to a new generation of models for meteorological, environmental and chemical weather forecasting. The methodology how to realise the suggested integrated CWF concept is demonstrated on example of the European Enviro–HIRLAM integrated system. Importance of different feedback mechanisms for CWF is also discussed in the paper.*

Keywords: *chemical weather forecasting, off-line and on-line chemical transport modeling, feedbacks mechanisms, two-way interacted meso-scale modelling*

1 Introduction

During the last decade a new field of atmospheric modelling – the chemical weather forecasting (CWF) – is quickly developing and growing [22]. This was possible mostly due to quick growing supercomputer capability and operationally available high-resolution numerical weather prediction (NWP) data for atmospheric chemical transport models (ACTMs). However, in the most of current systems, studies and publications this new direction is considered in a simplified concept. It includes only operational air quality forecast for the main pollutants significant for health effects and uses numerical ACTMs with operational NWP data as a driver (see e.g. the COST Action ES0602: Towards a European Network on Chemical Weather Forecasting and Information Systems, web-site: <http://www.chemicalweather.eu/>).

However, such a way is very limited due to the off-line coupling the ACTMs with NWP or mesometeorological models (MMMs) (which are running completely independently and NWP does not get any benefits from the ACTM) without a possibility to consider any feedback mechanisms. Many experimental studies and numerical research simulations show that atmospheric processes (meteorological weather, including the precipitation, thunderstorms, radiation budget, cloud processes and planetary boundary layer (PBL) structure) depend on concentrations of chemical components (especially aerosols) in the atmosphere. Therefore ACTMs have to be run together at the same time steps using on-line coupling and considering two-way interaction between the meteorological processes, from one side, and chemical transformation and aerosol dynamics, from other side.

Proceeding from the above mentioned limitations, a new concept and methodology considering the chemical weather as two-way interacted meteorological weather and chemical composition of the atmosphere is suggested and discussed. The CWF should include not only health-affecting pollutants (air quality components), but also green-house gases and aerosols affecting climate, meteorological processes, etc. Such the concept of CWF requests a strategy

of new generation integrated meteorology and ACT modelling systems for predicting atmospheric composition, meteorology and climate change. The on-line integration of meteorological or NWP models and atmospheric aerosol and chemical transport models gives a possibility to utilise all meteorological 3D fields in ACTM at each time step and to consider feedbacks of air pollution (e.g. urban aerosols) on meteorological processes and climate forcing, and further on the chemical composition (as a chain of dependent processes). This very promising way for future atmospheric simulation systems (as a part of and a step to Earth Modelling Systems) will lead to a new generation of models for meteorological, environmental and chemical weather forecasting.

The current COST728 Action “Enhancing meso-scale meteorological modelling capabilities for air pollution and dispersion applications” (<http://www.cost728.org>) addresses key issues concerning the development of meso-scale modelling capabilities for air pollution and dispersion applications and, in particular, it encourages the advancement of science in terms of integration methodologies and strategies in Europe. The final integration strategy will not be focused around any particular model, instead it will be possible to consider an open integrated system with a fixed architecture (module interface structure) and with a possibility of incorporating different MMMs/NWP and ACT models (ACTM). Such a strategy may only be realised through jointly agreed specifications of module structure for easy-to-use interfacing and integration.

The overall aim of the working group 2 (WG2), ‘Integrated systems of MMM and ACTM: strategy, interfaces and module unification’, is to identify the requirements for the unification of MMM and ACTM modules and to propose recommendations for a European strategy for integrated meso-scale modelling capabilities. The first report of WG2 (COST–WMO, 2007) compiles the existing state-of-the-art methodologies, approaches, models and practices for building integrated (off-line and on-line) meso-scale systems in different, mostly European, countries. The report also includes an overview and a summary of the existing integrated models and their characteristics as they are presently used. The model contributions were compiled using COST member contributions, each focusing on national model systems.

The methodology how to realise the suggested integrated CWF concept is demonstrated on examples of the European Enviro–HIRLAM [3,14] and American WRF–Chem [10] integrated systems. Importance of different feedback mechanisms for CWF is also discussed in the paper.

2 Methodology for model integration

The modern strategy for integrating MMMs and ACTMs is suggested to consider air quality modelling as a combination of (at least) the following factors: air pollution, regional/urban climate/meteorological conditions and population exposure. This combination is reasonable due to the following facts: meteorology is the main source of uncertainty in air pollution and emergency preparedness models, meteorological and pollution components have complex and combined effects on human health (e.g., hot spots in Paris, July 2003), pollutants, especially aerosols, influence climate forcing and meteorological events (precipitation, thunderstorms, etc.).

The integration/coupling of the NWP/MMM and ACT models could be realized by different ways using the on-line and off-line modelling approaches. In more details the definition and specifics of the approaches, as well as the advantages and disadvantages of the on-line and off-line modelling are described in [5] and [8]. It could be realized using the following possible variants (see Fig. 1):

One-way integration (off-line coupling):

1. MMM (or any other regional climate or NWP model) meteorological fields as a driver for ACTM (this way is traditionally used already by many air pollution modellers) (\leftarrow);
2. ACTM chemical composition fields as a driver for regional climate modelling or for NWP (e.g. for aerosol forcing on meteo-processes) (\rightarrow).

Two-way integration:

1. Driver and partly feedbacks, for ACTM or for NWP (data exchange via an interface with a limited time period: off-line or on-line access coupling, with or without second iteration with corrected fields) ($\leftarrow = \rightarrow$);
2. ACTM is inside MMM or NWP model with full feedbacks included on each time step (on-line coupling) (\leftrightarrow).

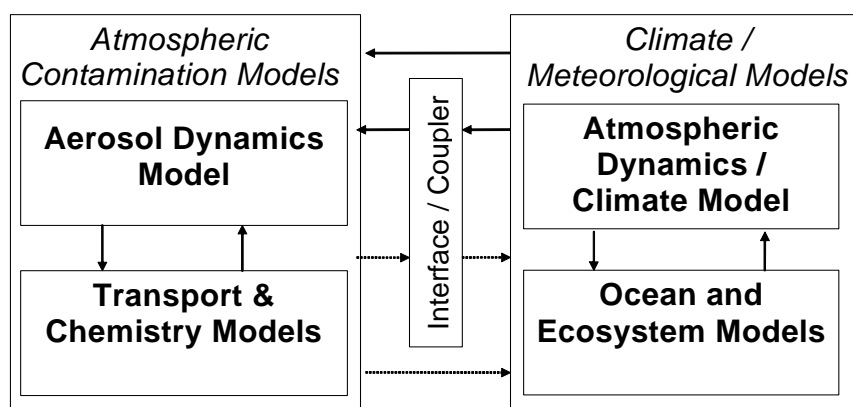


Fig. 1 – Integrated Atmospheric System Model Structure.

In this context, several levels of MMM and ACTM coupling/integration can be considered:

off-line:

- separate ACTMs driven by meteorological input data from meteo-preprocessors, measurements or diagnostic models,
- separate ACTMs driven by analysed or forecasted meteorological data from NWP archives or datasets,
- separate ACTMs reading output-files from operational NWP models or specific MMMs at limited time intervals (e.g. 1, 3, 6 hours).

on-line:

- on-line access models, when meteorological data are available at each time step (possibly via a model interface as well),
- on-line integration of ACTM into MMM, where two-way feedbacks may be considered. We will use this definition for on-line coupled/integrated modelling.

The main advantages of the on-line coupled modelling approach comprise:

- Only one grid, no interpolation in space,
- No time interpolation,
- Physical parameterizations and numerical schemes (e.g. for advection) are the same, no inconsistencies,
- All 3D meteorological variables are available at the right time (each time step),
- No restriction in variability of meteorological fields,
- Possibility to consider feedback mechanisms, e.g. aerosol forcing,
- Does not need meteorological pre- or post-processors.

However, not always the on-line approach is the best way of the model integration. For some specific tasks (e.g., for emergency preparedness, when low resolution NWP data are available) the off-line coupling is more efficient way. The main advantages of off-line models comprise:

- Possibility of independent parameterizations,
- More suitable for ensembles activities,
- Easier to use for the inverse modelling and adjoint problem,
- Independence of atmospheric pollution model runs on meteorological model computation,
- More flexible grid construction and generation for ACT models,
- Suitable for emission scenarios analysis and air quality management.

The on-line integration of meso-scale meteorological models and atmospheric aerosol and chemical transport models enables the utilisation of all meteorological 3D fields in ACTMs at each time step and the consideration of feedbacks between air pollution (e.g. urban aerosols), meteorological processes and climate forcing. These integration methodologies have been realised by several of the COST action partners such as the Danish Meteorological Institute, with the Enviro–HIRLAM model [3,14,16] and the COSMO consortium with the Lokal Modell [28,30].

These model developments will lead to a new generation of integrated models for: climate change modelling, weather forecasting (e.g., in urban areas, severe weather events, etc.), air quality, long-term assessments of chemical composition and chemical weather forecasting (an activity of increasing importance which is due to be supported by the new recently started COST action ES0602).

3 Overview of European on-line integrated models

Existing experience of the integrated modelling (mostly for research) in Europe as well as in other countries around the world should be analyzed first. On-line coupling was first employed at the Novosibirsk scientific school of Acad. G.I. Marchuk [1,23,24], for environmental modelling, in particular, of active artificial/anthropogenic impacts on atmospheric processes. Currently American, Canadian and Japanese institutions develop and use on-line coupled models operationally for air quality forecasting [10,13,20,21,25]. A nice overview of US integrated models was done in [31].

Such activities in Europe are widely dispersed and the COST Action 728 (see WG2: ‘Integrated systems of MMM and ACTM: strategy, interfaces and module unification’ on the web-site: <http://cost728.org>) seems to be the best approach to integrate, streamline and harmonize these national efforts towards a leap forward for new breakthroughs beneficial for a wide community of scientists and users [7,8].

Such a model integration should be realized following a joint elaborated specification of module structure for potential easy interfacing and integration. It might develop into a system, e.g. similar to the USA ESMF (Earth System Modelling Framework, see e.g. [9]) or European PRISM (Program for Integrating Earth System Modelling) specification for integrated Earth System Models: <http://prism.enes.org/> [27].

Community Earth System Models (COSMOS) is a major international project (<http://cosmos.enes.org>) involving different institutes in Europe, in the US and in Japan, for the development of complex Earth System Models (ESM). Such models are needed to understand large climate variations of the past and to predict future climate changes. The main differences between the COST728 integrating strategy for meso-scale models and the COSMOS integration strategy regard the spatial and temporal scales. COSMOS is focusing

on climate time-scale processes, general (global and regional) atmospheric circulation models and atmosphere, ocean, cryosphere and biosphere integration, while the meso-scale integration strategy is focusing on forecast time-scales of one to four days and omit the cryosphere and the larger temporal and spatial scales in atmosphere, ocean and biosphere.

The WMO–COST728 overview [8] shows a surprisingly large (at least 10) number of on-line coupled MMM and ACTM model systems already being used in Europe (Table 1):

Table 1

Model name	On-line coupled chemistry	Time step for coupling	Feedback
BOLCHEM	Ozone as prognostic chemically active tracer		None
Enviro-HIRLAM	Gas phase, aerosol and heterogeneous chemistry	Each HIRLAM time step	Yes
WRF-Chem	RADM+Carbon Bond, Madronich+Fast-J photolysis, modal+sectional aerosol	Each model time step	Yes
COSMO LM-ART	Gas phase chem (58 variables), aerosol physics (102 variables), pollen grains	Each LM time step	Yes (*)
COSMO LM-MUSCAT (**)	Several gas phase mechanisms, aerosol physics	Each time step or time step multiple	None
MCCM	RADM and RACM, photolysis (Madronich), modal aerosol	Each model time step	(Yes) (***)
MESSy: ECHAM5	Gases and aerosols		Yes
MC2-AQ	Gas phase: 47 species, 98 chemical and 16 photolysis reactions	Each model time step	None
GEM/LAM-AQ	Gas phase, aerosol and heterogeneous chemistry	Set up by user – in most cases every time step	None
ECMWF GEMS modelling	GEMS chemistry	Each model time step	Yes (*)
GME	Progn. stratos passive O ₃ tracer	Each model time step	
OPANA=MEMO+CBMIV		Each model time step	

*) Direct effects only; **) On-line access model; ***) Only via photolysis

However, it is necessary to mention, that many of the above on-line models were not built for the mesometeorological scale, and several of them (GME, ECMWF GEMS, MESSy) are global-scale modelling systems, originating from the climate modelling community. Besides, as it was shown in COST–WMO integrated models overview, at the current stage most of the on-line coupled models do not consider feedback mechanisms or include only simple direct effects of aerosols on meteorological processes (like COSMO LM–ART and MCCM). Only two meso-scale on-line integrated modelling systems (WRF–Chem and Enviro–HIRLAM) consider feedbacks with indirect effects of aerosols.

4 Feedback mechanisms and aerosol Forcing in meso-scale models

In a general sense air quality and ACT modelling is a natural part of the climate change and MMM/NWP modelling. The role of greenhouse gases (such as water vapour, CO₂, O₃

and CH₄) and aerosols in climate change has been highlighted as a key area of future research [12]. In relation to aerosols, their diverse sources, complex physicochemical characteristics and large spatial gradients make their role in climate forcing particularly challenging to quantify. In addition to primary emissions, secondary particles, such as, nitrates, sulphates and organic compounds, also result from chemical reactions involving precursor gases such as SO_x, DMS, NO_x, volatile organic compounds and oxidising agents including ozone. One consequence of the diverse nature of aerosols is that they exhibit negative (e.g. sulphates) as well as positive (e.g. black carbon) radiative forcing characteristics [20]. Although much effort has been directed towards gaseous species, considerable uncertainties remain in size dependent aerosol compositional data, physical properties as well as processes controlling their transport and transformation, all of which affect the composition of the atmosphere [12]. Probably one of the most important sources of uncertainties relates to the indirect effect of aerosols as they also contribute to multiphase and microphysical cloud processes, which are of considerable importance to the global radiative balance [26].

In addition to better parameterisations of above mentioned key processes in climate models, on the meteorological time-scale and meso-spatial scale more improvements are required in resolving of two-way feedbacks with a suitable resolution. Averaging/integration and poor resolution of regional climate information from atmosphere-ocean general circulation models remains a limiting factor. Vertical profiles of turbulence, temperature and wind characteristics within PBL, for example, in CWF models need to be well resolved and better described for considering both directions chains of aerosol feedbacks on the meteorological and chemical composition. So, even for climate modelling, to understand the main mechanisms of aerosol feedback chains we have to start building on-line integrated models on the meteorological time-scale and resolving main meso-scale features and PBL structure.

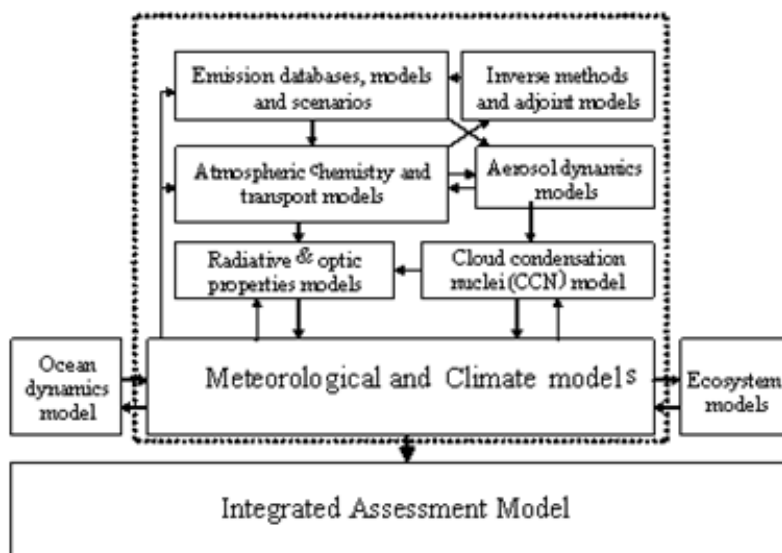


Fig. 2 – Two-way on-line integrated system structure for studies of the meso-scale meteorology and air pollution, and their interaction.

In this concern one of the important tasks is to develop a modelling instrument of two-way coupled 'Atmospheric chemistry/Aerosol' and 'Atmospheric Dynamics/Climate' models for integrated studies, which is able to consider the feedback mechanisms, e.g. aerosol forcing (direct and indirect) on the meteorological processes and climate change (see Fig. 2).

Chemical species influencing weather and atmospheric processes include greenhouse gases which warm near-surface air and aerosols such as sea salt, dust, primary and secondary particles of anthropogenic and natural origin. Some aerosol particle components (black carbon (BC), iron, aluminium, polycyclic and nitrated aromatic compounds) warm the air by absorbing solar and thermal-infrared (IR) radiation, while others (water, sulphate, nitrate, most of organic compounds (OC)) cool the air by backscattering incident short-wave radiation to space.

It is necessary to highlight, that effects of aerosols and other chemical species on meteorological parameters have many different pathways (direct, indirect, semi-direct effects, etc.) and they have to be prioritised and considered in on-line coupled modelling systems. Proceedings from [19] the following effects of aerosol particles on meteorology and climate can be distinguished:

- Self-Feedback Effect,
- Photochemistry Effect,
- Smudge-Pot Effect,
- Daytime Stability Effect,
- Particle Effect through Surface Albedo,
- Particle Effect through Large-Scale Meteorology,
- Indirect Effect,
- Semi-direct Effect,
- BC-Low-Cloud-Positive Feedback Loop.

It is important to stress, that many of the above-mentioned mechanisms to be described need the on-line integration and resolving the mesometeorological phenomena and detailed PBL structure.

The aerosol feedback mechanisms to be considered in the models are the following (see also in [7]):

1. Direct effect – Decrease solar/thermal-infrared radiation and visibility:
 - a. Processes involved: radiation (scattering, absorption, refraction, etc.);
 - b. Key variables: refractive indices, extinction coefficient, single-scattering albedo, asymmetry factor, aerosol optical depth, visual range;
 - c. Key species: - cooling: water, sulphate, nitrate, most OC;
- warming: BC, OC, Fe, Al, polycyclic/nitrated aromatic compounds;
2. Semi-direct effect – Affect PBL meteorology and photochemistry:
 - a. Processes involved: PBL, surface layer, photolysis, meteorology-dependent processes;
 - b. Key variables: temperature, pressure, relative and water vapour specific humidity, wind speed and direction, clouds fraction, stability, PBL height, photolysis rates, emission rates of meteorology-dependent primary species;
3. First indirect effect (so called the Twomey effect) – Affect clouds drop size, number, reflectivity, and optical depth via CCN or ice nuclei:
 - a. Processes involved: aerodynamic activation/resuspension, clouds microphysics, hydrometeor dynamics;
 - b. Key variables: int./act. fractions, CCN size/compound, clouds drop size/number/liquid water content, cloud optical depth, updraft velocity;
4. Second indirect effect (also called as the lifetime or suppression effect) – Affect cloud liquid water content, lifetime and precipitation:
 - a. Processes involved: clouds microphysics, washout, rainout, droplet sedimentation;
 - b. Key variables: scavenging efficiency, precipitation rate, sedimentation rate.

Sensitivity studies are needed to understand the relative importance of different feedback mechanisms. Implementation of the feedbacks into integrated models could be realized in different ways with varying complexity. The following variants serve as examples:

One-way integration (off-line):

- The chemical composition fields from ACTMs may be used as a driver for Regional/Global Climate Models, including aerosol forcing on meteorological processes. This strategy could also be realized for NWP or MMMs.

Two-way integration:

- Driver and partly aerosol feedbacks, for ACTMs or for NWP (data exchange with a limited time period); off-line or on-line access coupling, with or without the following iterations with corrected fields).
- Two-way/chain full feedbacks included on each time step (on-line coupling/integration).

For the realisation of all aerosol forcing mechanisms in integrated systems it is necessary to improve not only ACTMs, but also NWP/MMMs. The boundary layer structure and processes, including radiation transfer, cloud microphysics and precipitation formation must be improved. Convection and condensation schemes need to be adjusted to take the aerosol-microphysical interactions into account, and the radiation scheme needs to be modified to include accurately the aerosol effects.

5 Example of integrated CWF realization: Enviro–HIRLAM system

The realisation of the on-line integration for such CWF system could be demonstrated using the Enviro–HIRLAM integrated system, recently developed by DMI and other collaborators¹ [2,3,6,14,16]. Enviro–HIRLAM is an on-line coupled model for research and forecasting of both meteorological and chemical weather. It includes two-way feedbacks between air pollutants and meteorological processes. Atmospheric chemical transport equations are implemented inside the meteorological corner on each time step [6]. To make the model suitable for CWF in urban areas, where most of population is concentrated, the meteorological part is improved by implementation of urban sublayer modules and parameterisations [4]. The aerosol module in Enviro–HIRLAM comprises two parts: (i) a thermodynamic equilibrium model (NWP–Chem–Liquid) and (ii) the aerosol dynamics model CAC [11] based on the modal approach. Parameterisations of the aerosol feedback mechanisms in the Enviro–HIRLAM model are described in [14] and [16]. Several chemical mechanisms could be chosen depending on the specific tasks: well-known RADM2 and RACM or new-developed economical NWP–Chem [14].

Validation and sensitivity tests of the on-line versus off-line integrated versions of Enviro–HIRLAM [17] showed that the on-line coupling improved the results. Different parts of Enviro–HIRLAM were evaluated versus the ETEX–1 experiment, Chernobyl accident and Paris study datasets and showed that the model performs satisfactorily [16].

In [14,15] it was shown that aerosol feedbacks through the first indirect effect could lead to modifications up to 7% in dry and wet deposition patterns over major polluted areas in Europe. The effects of urban aerosols on the urban boundary layer height, could be of the same order of magnitude as the effects of the urban heat island (Δh is up to 100–200 m for stable boundary layer). A consistent explanation is suggested: the first indirect effect affects

¹ At the current stage the Enviro-HIRLAM model is used as the baseline system for the HIRLAM chemical branch, and additionally to the HIRLAM community the following groups join the development team: University of Copenhagen, Tartu University (Estonia), Russian State Hydro-Meteorological University and Tomsk State University, Odessa State Environmental University (Ukraine), etc.

the dispersion of pollutants through regulation of atmospheric stability, thereby leading to a redistribution of the pollutant.

Other specific case study for the Paris metropolitan region by Korsholm et al. (2009b) shows that feedbacks through the second indirect effect lead to even stronger effects than the first indirect effect:

- Indirect aerosol effects induce considerable changes in meteorological fields and large changes in chemical composition, in particular NO₂, in a case of convective cloud cover and little precipitation.
- The changes mediated mostly through changes in dynamics, however the indirect aerosol effects are considerable for changes in chemistry as well.
- The residual circulation induced by temperature changes acts to redistribute the species both vertically and horizontally.
- The second indirect effect dominates in most of cases; its effect on 2m temperature was stronger than the direct effect.
- Non-linearity component of the aerosol-meteorology interactions is very important and acts to decrease the effects of the feedbacks on NO₂.

6 Conclusion and discussion

The new concept and methodology considering the chemical weather as two-way interacted meteorological weather and chemical composition of the atmosphere is suggested for future chemical weather forecasting systems.

The on-line integration of meso-scale meteorological models and atmospheric aerosol and chemical transport models enables the utilisation of all meteorological 3D fields in ACTMs at each time step and the consideration of the feedbacks of air pollution (e.g. urban aerosols) on meteorological processes and climate forcing.

These on-line coupled model developments will lead to a new generation of integrated models not only for the chemical weather forecasting, but also for climate change modelling, weather forecasting (e.g., in urban areas, severe weather events, etc.), air quality analysis and mitigations, long-term assessment chemical composition, etc.

Main advantages of the on-line modelling approach include: (i) Only one grid for MMM and ACTM, no interpolation in space and time, (ii) Physical parameterizations are the same, no inconsistencies; (iii) All 3D meteorological variables are available at the right time at each time step; (iv) No restriction in variability of meteorological fields; (v) Possibility to consider two-way feedback mechanisms; (vi) Does not need meteo- pre/post-processors.

While for specific tasks the off-line approach could also be useful and includes the following advantages in specific cases, e.g. for risk assessments: (i) Possibility of independent parameterizations; (ii) More suitable for ensemble activities; (iii) Easier to use for the inverse modelling and adjoint problem; (iv) Independence of atmospheric pollution model runs on meteorological model computations; (v) More flexible grid construction and generation for ACTMs, (vi) Suitable for emission scenarios analysis and air quality management.

The WMO-COST728 overview shows a quite surprising number of on-line coupled MMM and ACTM model systems already being used in Europe. However, many of the on-line coupled models were not built for the mesometeorological scale, and they (e.g. GME, ECMWF GEMS, MESSy) are global-scale modelling systems and first of all designed for climate change modelling. Besides, at the current stage most of the on-line coupled models do not consider feedback mechanisms or include only direct effects of aerosols on meteorological processes (like COSMO LM-ART and MCCM). Only two meso-scale on-line

integrated modelling systems (WRF–Chem and Enviro–HIRLAM) consider feedbacks with indirect effects of aerosols.

To conclude this paper we can answer that the scientific hypothesis (formulated on COST–NetFAM workshop in Copenhagen, May 2007, see [7]), that feedback mechanisms are important in accurate CWF modelling and quantifying direct and indirect effects of aerosols, is really correct and supported by simulation results.

However the following key scientific questions are (at least particularly) still waiting for further research and justified answers:

- What are the effects of climate/meteorology on the abundance and properties (chemical, microphysical, and radiative) of aerosols on urban/regional scales?
- What are the effects of aerosols on urban/regional climate/meteorology and their relative importance (e.g., anthropogenic vs. natural)?
- How important are the two-way/chain feedbacks among meteorology, climate, and air quality in the estimated effects?
- What is the relative importance of aerosol direct and indirect effects in the estimates on different space and time scales?
- What are the key uncertainties associated with model predictions of those effects?
- How can simulated feedbacks be verified with available datasets?

Acknowledgements. This study was supported by the COST Actions 728 and ES0602, NetFAM, EC FP7 Project MEGAPOLI and the Copenhagen Global Change Initiative (COGCI). The author is grateful to a number of COST728, FUMAPEX, MEGAPOLI and DMI colleagues, who participated in the above-mentioned projects, for productive collaboration and discussions. Especial thanks are to my PhD student Ulrik Korsholm (DMI) who realised most of the Enviro–HIRLAM model coding, simulation runs and studies of the aerosol indirect effects.

References

1. *Baklanov, A.* (1988) Numerical modelling in mine aerology, Apatity: USSR Academy of Science, 200 pp. (in Russian).
2. *Baklanov, A., A. Gross, J.H. Sørensen* (2004) Modelling and forecasting of regional and urban air quality and microclimate. *J. Computational Technologies*, 9, pp. 82–97.
3. *Baklanov, A., U. Korsholm, A. Mahura, C. Petersen, A. Gross* (2008a) Enviro–HIRLAM: on-line coupled modelling of urban meteorology and air pollution. *Advances in Science and Research*, 2, pp. 41–46.
4. *Baklanov, A., P. Mestayer, A. Clappier, S. Zilitinkevich, S. Joffre, A. Mahura, N.W. Nielsen*, (2008b) Towards improving the simulation of meteorological fields in urban areas through updated/advanced surface fluxes description. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 8, pp. 523–543.
5. *Baklanov, A. and U. Korsholm* (2007) On-line integrated meteorological and chemical transport modelling: advantages and prospective. In: ITM 2007: 29th NATO/SPS International Technical Meeting on Air Pollution. Modelling and its Application, 24–28.09.2007, University of Aveiro, Portugal, pp. 21–34.
6. *Chenevez, J., A. Baklanov, J.H. Sørensen* (2004) Pollutant transport schemes integrated in a numerical weather prediction model: Model description and verification results. *Meteorological Applications*, 11(3), pp. 265–275.
7. *COST–NetFAM* (2008) Integrated systems of meso-meteorological and chemical transport models/ *Baklanov, A., A. Mahura, R. Sokhi* (eds), Materials of the COST–728/NetFAM workshop, DMI, Copenhagen, 21–23 May 2007, 183 pp. Springer (in press). Available on: <http://www.cost728.org>.

8. *COST–WMO* (2007) Overview of existing integrated (off-line and on-line) meso-scale systems in Europe/Baklanov, A., B. Fay, J. Kaminski, R. Sokhi. Joint Report of COST728 and GURME, May 2007. WMO–COST publication. GAW Report No. 177, WMO TD No. 1427. Available also from: <http://www.cost728.org>.
9. *Dickenson, R.E., S.E. Zebiak, J.L. Anderson, M.L. Blackmon, C. DeLuca, T.F. Hogan, M. Iredell, M. Ji, R. Rood, M.J. Suarez, K.E. Taylor* (2002) How can we advance our weather and climate models as a community? *Bull. Am. Met. Soc.*, 83, pp. 431–434.
10. *Grell, G.A., S.E. Peckham, R. Schmitz, S.A. McKeen, G. Frost, W.C. Skamarock, B. Eder* (2005) Fully coupled “on-line” chemistry within the WRF model, *Atmos. Environ.*, 39(37), pp. 6957–6975.
11. *Gross, A. and A. Baklanov* (2004) Modelling the influence of dimethyl sulphid on the aerosol production in the marine boundary layer. *International Journal of Environment and Pollution*, 22, pp. 51–71.
12. *IPCC* (2005) IPCC Expert Meeting on Emission Estimation of Aerosols Relevant to Climate Change held on 2–4 May 2005, Geneva, Switzerland
13. *Kaminski, J., L. Neary, J. Struzewska and J.C. McConnell* (2008) Multiscale Atmospheric Chemistry Modelling with GEM–AQ. In: *Integrated systems of mesometeorological and chemical transport models*, Materials of the COST–728/NetFAM workshop, DMI, Copenhagen, 21–23 May 2007, pp. 42–47. Springer (in press). Available on <http://www.cost728.org>.
14. *Korsholm U.S., A. Baklanov, A. Gross, A. Mahura, B.H. Sass, E. Kaas* (2008a) On-line coupled chemical weather forecasting based on HIRLAM – overview and prospective of Enviro–HIRLAM. *HIRLAM Newsletter*, 54, pp. 1–17.
15. *Korsholm, U., A. Baklanov and J.H. Sørensen* (2008b) Status and Evaluation of Enviro–HIRLAM: Differences between on-line and off-line Models. In: *Integrated systems of meso-meteorological and chemical transport models*, Materials of the COST–728/NetFAM workshop, DMI, Copenhagen, 21–23 May 2007, pp. 47–61. Springer (in press). Available: <http://www.cost728.org>.
16. *Korsholm, U.* (2009) Integrated modeling of aerosol indirect effects – development and application of a chemical weather model. PhD thesis University of Copenhagen, Niels Bohr Institute and DMI, Research department.
17. *Korsholm, U.S., A. Baklanov, A. Gross, J.H. Sørensen* (2009a) On the importance of the meteorological coupling interval in dispersion modeling during ETEX–1, *Atmospheric Environment*, DOI:10.1016/j.atmosenv.2008.11.017 (available at ScienceDirect).
18. *Korsholm U, A. Mahura, A. Baklanov, A. Gross, C. Petersen, M. Bechmann* (2009b) Aerosol–meteorology feedbacks on short time-scale in a convective case. *Atmospheric Environment* (submitted).
19. *Jacobson, M.Z.* (2002) *Atmospheric Pollution: History, Science and Regulation*. Cambridge University Press.
20. *Jacobson, M.Z.* (2005) *Fundamentals of Atmospheric Modeling*, Second Edition, Cambridge University Press, New York, 813 pp.
21. *Jacobson, M.Z.* (2006) Comment on "Fully coupled 'on-line' chemistry within the WRF model," by Grell et al., *Atmos. Environ.*, 39, pp. 6957–697.
22. *Lawrence, M.G., Ø. Hov, M. Backmann, J. Brandt, H. Elbern, H. Eskes, H. Feichter, M. Takigawa* (2005) The Chemical Weather. *Envir. Chem.*, 2, pp. 6–8.
23. *Marchuk, G.I.* (1982) *Mathematical modeling in the environmental problems*. Moscow, Nauka.
24. *Penenko, V.V., A.E. Aloyan* (1985) *Models and methods for environment protection problems*. Nauka, Novosibirsk (in Russian).

25. Uno, I. et al., (2003) Regional chemical weather forecasting system CFORS: Model descriptions and analysis of surface observations at Japanese island stations during the ACE–Asia experiment, J. Geophys. Res., 108 (D23), 8668, DOI: 10.1029/2002JD002845.
26. Semazzi, F. (2003) Air quality research: perspective from climate change modelling research. Environment International, 29, pp. 253–261.
27. Valcke, S., E. Guilyardi, C. Larsson (2006) PRISM and ENES: A European approach to Earth system modelling. Concurrency Computat.: Pract. Exper., 18, pp. 231–245.
28. Vogel, B., C. Hoese, H. Vogel, Ch. Kottmeier (2006) A model of dust transport applied to the Dead Sea area. Meteorologische Zeitschrift, 14, pp. 611–624.
29. Watson, R.T. et al. (1997) The regional impacts of climate change: an assessment of vulnerability. Special Report for the Intergovernmental Panel on Climate Change.
30. Wolke, R., O. Hellmuth, O. Knoth, W. Schröder, B. Heinrich, E. Renner (2003) The chemistry-transport modeling system LM–MUSCAT: Description and CITYDELTA applications. Proceedings of the 26-th International Technical Meeting on Air Pollution and Its Application. Istanbul, May 2003, pp. 369–379.
31. Zhang, Y. (2008) Online-coupled meteorology and chemistry models: history, current status, and outlook. Atmos. Chem. Phys., 8, pp. 2895–2932.

Прогноз химической погоды: новая концепция и методология двусторонне-интегрированного мезомасштабного моделирования

Аннотация. В течение последнего десятилетия быстро развивается новая область атмосферного моделирования – прогноз химической погоды. Однако в настоящий момент в большинстве исследований и публикаций эта область рассматривается упрощенно: запуск модели переноса химических веществ осуществляется в режиме “оффлайн”, использующей данные из оперативного численного прогноза погоды только, как входные поля. Предлагается и анализируется новая концепция, рассматривающая химическую погоду как двусторонне-взаимодействующие процессы метеорологии и химического состава атмосферы. Интегрирование мезометеорологических моделей и моделей переноса атмосферных аэрозолей и химических веществ в режиме “онлайн” дает возможность использовать все трехмерные метеорологические поля в моделях переноса химических веществ на каждом временном шаге и учитывать обратные связи, то есть учитывать влияние загрязняющих веществ (например, городских аэрозолей) на метеорологические процессы/климатические изменения и в дальнейшем на химический состав. Этот перспективный путь для будущих атмосферных моделирующих систем (как часть и шаг к моделированию системы “Земля”) ведет к новому поколению моделей для метеорологического и химического прогнозов и оценки воздействий на окружающую среду. Методология реализации предложенной интегрированной концепции для прогноза химической погоды рассматривается на примере европейской системы Enviro–HIRLAM. Значимость различных механизмов обратных связей для прогноза химической погоды также обсуждается в данной статье.

Ключевые слова: прогноз химической погоды, моделирование переноса химических веществ в режимах “оффлайн” и “онлайн”, механизмы обратных связей, двустороннее совместное мезомасштабное моделирование.

B.D. Belan^{1,2}, *Prof., Sc.D.*, **T.M. Rasskazchikova**¹, **D.V. Simonenkov**¹, **G.N. Tolmachev**¹

¹*Institute of Atmospheric Optics SB RAS, Tomsk, Russia*

²*Tomsk State University, Russia*

STUDY OF THE ANTHROPOGENIC CONTRIBUTION OF TOMSK CITY TO AEROSOL COMPOSITION BY MEANS OF MEASUREMENTS AT TWO SITES

Abstract. *The influence of the Tomsk city on the chemical and disperse composition of surface atmospheric aerosols has been estimated by means of carrying out several continuous measurement campaigns at two different sites (urban and rural). It is shown that the determining factors in formation of aerosol field over a moderate city are the prehistory of air masses and the activity of erosion processes in summer.*

Keywords: *atmospheric aerosol: background, natural, anthropogenic, urban and rural; chemical and disperse composition of surface aerosol.*

1 Introduction

The problem of identification of aerosol anthropogenic fraction is an unconventional and is regarded as a fundamental problem of physics and chemistry of the atmosphere. One of average evaluations of anthropogenic contribution into atmospheric aerosol is 11.5% [2]. Note that artificial aerosol is emitted from 3% of urbanized areas of the Earth, where more than a half of the population lives. Therefore, investigation of composition and structure of aerosol fields over such regions is of particular interest.

We try to estimate anthropogenic influence on atmospheric aerosol composition for the particular big enough city, in terms of physiographic peculiarities of the region and air mass transport regularities on example of Tomsk.

Population of Tomsk is about 500,000 people. Significant part of the population is engaged in education and science. There are no very big enterprises. Annual mean emission of pollutants to the atmosphere is about 20–30 kT/year. Mainly they consist of solid matter (31%), nitrogen oxides (23%), carbon oxides (23%), sulfurous anhydride (12%), and 10% of hydrocarbons and other volatile organic compounds. The main pollution sources are power plants and transportation [Regional Ecology Committete data].

2 Data and Methodology

To estimate mesoscale variability of surface aerosol composition near Tomsk, several runs of synchronous measurements were carried out at two sites. The first site was located near the Kireevsk village, located 60 km to the west from Tomsk, the second – at the eastern suburb of Tomsk, in Akademgorodok. In conditions of predominant westerlies, air masses first pass the Kireevsk (background) site, then Tomsk and Akademgorodok measurement site.

The field investigations has been performed in July -August 1997 -1998, 2000, 2002, October–November 1999 and March–April 2001: during six years four campaigns were carried out in summer, one in fall, and one in spring. The each run was from 20 to 50 days in duration. The sampling was carried out daily or once per 2–3 days (depending on the campaign), beginning in the morning. A mean volume of the filtered air was about 200 m³. The aerosol number density was measured hourly with a 10-min averaging within particle size range $d = 0.4\text{--}10\ \mu\text{m}$, using a modernized aerosol counter AZ–5 with 12 channels.

The table 1 reflects the statistics of transfer cases during experiments. Daily average rhumbs of atmospheric transfer, predominant along the Kireevsk–Tomsk line, were

determined according to the topography maps AT–850 with accounting for the mesoscale character of measurements (70 km between the sites). As it is seen, recurrence of westerlies varied from 43 % in summer of 1998 to 100% in fall of 1999. The westerlies were observed in 90 % of cases in the spring campaign of 2001 as well. Therefore, absolute dominance of the westerly component was observed in mid-seasons.

Table 1 – Prevailing regional atmospheric transport during the measurements (%) according to the AT–850 synoptic maps

Transfer rhumb	0	45	90	135	180	225	270	315
1997 Summer	17	7	3	-	3	28	31	10
1998 Summer	25	14	11	-	7	7	25	11
1999 Fall	-	-	-	-	-	29	57	14
2000 Summer	27	-	-	-	7	13	27	27
2001 Spring	10	-	-	-	-	28	53	10
2002 Summer	-	-	-	-	17	33	33	17

The results of first two summer runs (most representative in the number of samples and transfer cases) have been discussed in [1]. In this paper, measurement results for midseasons are considered in detail. In this connection we also characterize the synoptic situation and the history of air masses, prevailing during experiments in fall (1999) and spring (2001) runs of synchronous measurements.

Before the beginning of the experiment in 1999, a system of atmospheric fronts have passed on October 20–21, resulted in wide intrusion of a cold arctic mass with snow precipitation. As a consequence, the atmosphere has cleared and the snow cover became stable. A brief intrusion of subtropical air mass occurred at the end of October. The snow cover has partly melted, but recovered again after passing a series of cold arctic fronts at the very end of October. The wind regime in the period of this experiment was characterized by weak or moderate speeds and west, south- or north-west, then north (along the Ural from the Arctic Ocean) or north-west (from the Atlantic through the European North or the Baltic) directions of back trajectories.

In 2001, the synoptic conditions during spring experiments were more complicated and uncertain as compared to fall ones. Frequent intrusions of warm air were observed in March, accompanied by precipitations (even rain) on March 10 and 16 and the last five days of the month. Nevertheless, stable snow cover in the background region held till the middle of April, when frequent intrusions of cold air with snow were observed. Most back trajectories during the spring experiment coincided with fall ones at micro- and mesoscale distances. However, they drastically differed at the macroscale level, being of south-west origin: from Mediterranean, Middle East, or southern part of Western Europe through Central Asia and Kazakhstan.

3 Results and Discussion

First, consider the general variation (from one to another run) of the mean total concentration of the components under study and the ratio of individual components at two sites in each experiment (Fig. 1). It is seen that interannual and interseasonal variability of the sum of inorganic aerosol matrix attains an order of magnitude, while the difference between concentrations at two sites (background and eastern) reaches several times.

This difference in summer has both positive and negative signs and usually is insignificant. The only exception is 2002 because of peat fires between Tom' and Ob' rivers in the immediate proximity to Tomsk. In this case, the combustion products were transported over the city by westerlies, prevailing in all summer runs (83%), which were recorded at the Akademgorodok measurement site. More significant positive difference between aerosol concentrations in Kireevsk and Tomsk in mid-seasonal measurements points to the city influence.

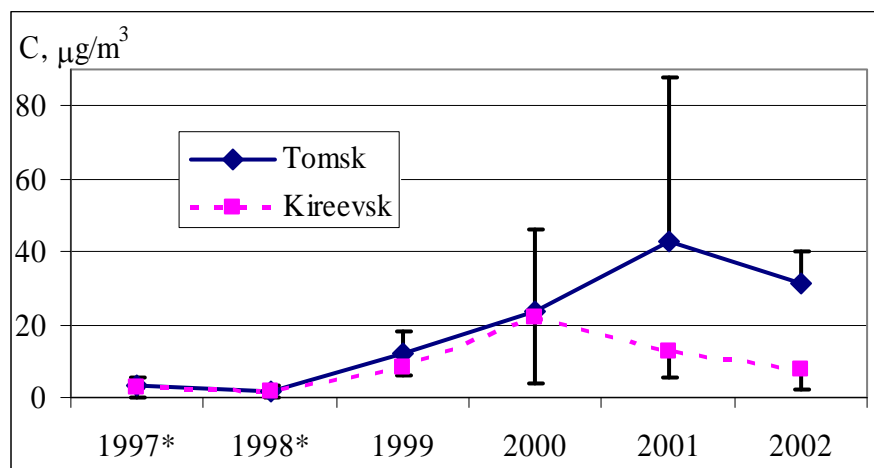


Fig. 1 – Variations of the mean total concentration of the components under study and rms deviations in Akademgorodok and Kireevsk in different measurement runs (* - without silicon and aluminium).

Considering the ratio of concentrations of certain aerosol components in Tomsk and Kireevsk (Table 2), a stable excess of nitrate-anion, lead, and titanium is observed in Tomsk. The first two elements are generally accepted as anthropogenic markers; titanium also can be classed with them. Hence, these elements served markers when analyzing individual runs of measurements.

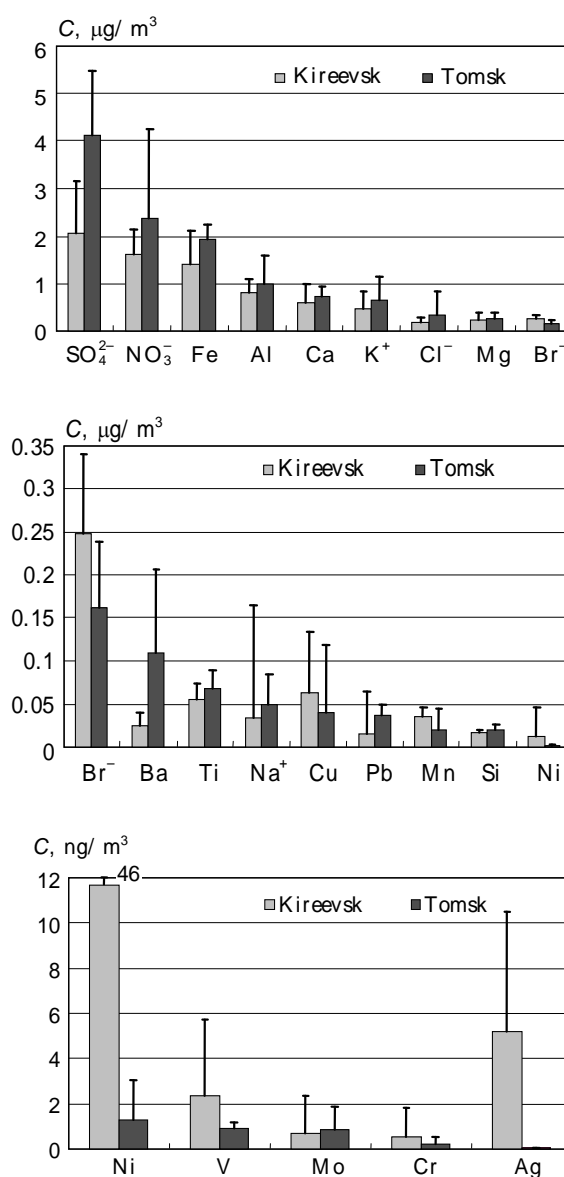
Table 2 – Tomsk/Kireevsk mean concentrations ratios for different measurements runs

Year	Al	Ba	Br	Ca	Cl	Cr	Cu	F	Fe	K	Mg	Mn	Na	NH ₄	Ni	NO ₃	Pb	Si	SO ₄	Ti	V	Sum
1997	1,5	1,1	0,5	1,3	0,5	0,1	0,7	2,1	2,7	0,9	0,9	1,0	2,0	9,5	1,0	2,2	1,2	1,3	1,5	2,1	2,2	1,2
1998	–	3,3	–	0,3	3,5	3,1	0,1	0,8	0,1	0,5	2,3	1,2	1,8	–	1,7	1,2	4,8	–	0,9	5,9	1,4	0,8
1999	1,2	4,5	0,7	1,2	1,9	0,5	0,6	–	1,4	1,3	1,1	0,6	1,5	–	0,1	1,5	2,5	1,2	2,0	1,2	0,4	1,5
2000	1,0	1,2	2,2	1,3	3,2	2,0	6,3	1,0	0,8	2,1	0,9	1,8	0,1	1,9	1,5	1,2	4,5	2,6	1,0	2,2	1,7	1,1
2001	1,1	1,6	1,3	1,7	1,6	0,3	3,1	2,9	1,7	2,5	3,7	2,4	1,5	1,0	9,1	1,2	1,6	5,4	0,9	–	0,3	3,3
2002	10,0	–	7,6	2,9	6,4	3,5	0,5	17,5	9,7	1,1	3,8	40,5	2,1	0,6	0,9	4,3	2,7	3,1	1,0	3,0	–	4,2

Figure 2 shows mean concentrations of inorganic aerosol components with rms deviations for the fall run of synchronous measurements in 1999. The mean 1.5-fold increase in macroelements and ions, which form the basis of inorganic aerosol matrix, is evident at the Akademgorodok measurement site. The largest increase is observed for two microelements: lead (2.5-fold) and barium (4.5-fold). However, some decrease in concentration of other elements, most of which are also of anthropogenic origin, is observed in the urban aerosol. This fact in the spring run of measurements can be explained by the snow cover of soil or its

neutralization due to overmoisturing, as well as by prevailing western transport with southern carrying over.

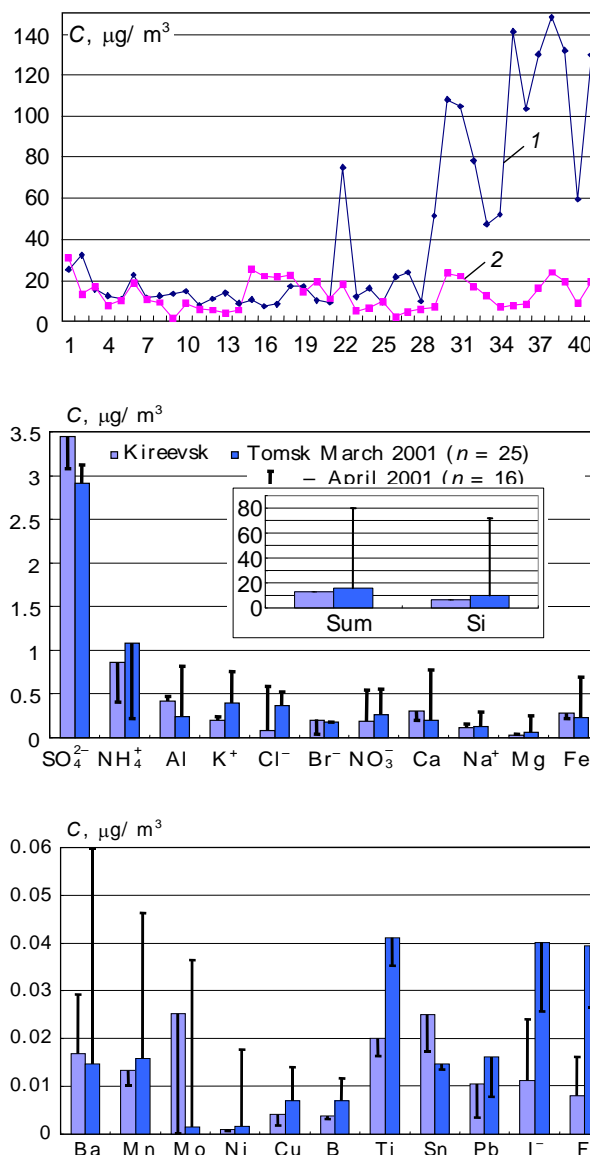
Fig. 2 – Mean concentrations of inorganic aerosol components and rms deviations in the fall run of measurements in 1999 ($n = 7$ sample pairs).



The general time variability of total concentration of ions and elements throughout the measurement period from March 7 to April 27 is shown in upper part of Fig. 3. First points of time abscissa till 25 belong to March and the rest of points – to April (with rejection of some days). It is evident that this run of measurements is clearly divided into two periods with about week transition period: March with comparable concentrations and April with the sharp manifold (even by orders of magnitude) increase of total mass in Akademgorodok as compared to the background site. It is hardly probable that the reason of this difference is in increase of the urban pollution emission: the both curves run quite synchronously, the correlation factor between series is 0.314, which corresponds to 0.95-level significance for this number of measurements ($n = 41$). Sooner the reason is in general dynamics of aerosol in this region, which at the mesoscale level was determined by global sources in the period under study. However, the city essentially changes the composition of the passing aerosol. In winter period, this proceeds due to direct effect of heat-and-power enterprises, vehicles, etc. In spring, first of all, the objective irregularity in development of atmospheric processes,

connected with the increasing inhomogeneity of the underlying surface (difference in albedo) plays its part. Second, the part of factors, contributing to both destruction of arriving aerosol and generation of new aerosol particles, becomes ambiguous.

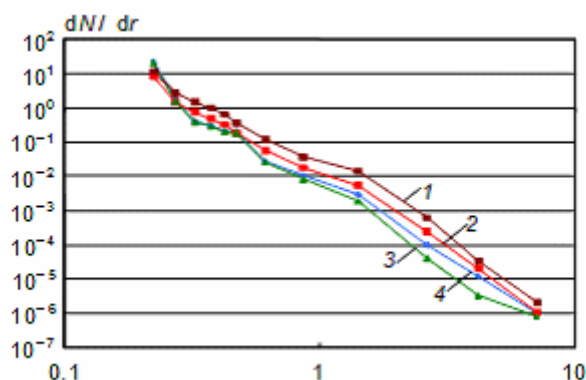
Fig. 3 – Time variations of daily aerosol sums at Tomsk (1) and Kireevsk (2) sites in spring of 2001, and the means of components for two sub-periods in the run.



To estimate the influence of these factors on aerosol composition at two sites, we have artificially divided the sample to March and April; mean values for these two periods are also given in Fig.3. For the background site, the beginning of spring is characterized by some decrease in concentration of the mineral aerosol component. This is seemingly due to deposition of large particles in soil, over-wet because of the melting snow and unable to produce erosion aerosol. In contrast, the water-soluble fraction (majority of halogenide-ions, nitrates) with enhancement of solar activity is involved into evaporation and aerosol-forming processes in situ. Among ions, only ammonium cation concentration decreases both under natural (by 2-fold) and urban (by 3-fold) conditions. Such seasonal behavior of ammonium has been noted by many researchers [3,4,6]. They explain this phenomenon by similar seasonal decrease of the contractor – sulphate-anion. However, in our case, the concentration of the latter in the background region decreased insignificantly and even increased in the city. The mechanism of the phenomenon is probably more complicated. Possibly, ammonium salts have a tendency to hydrolytic destruction to ammonia under the considered conditions,

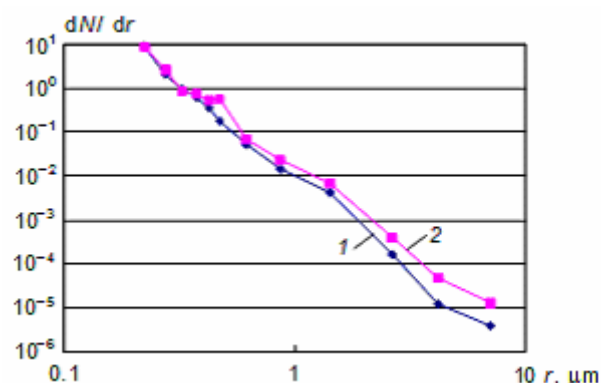
especially in the city. Nevertheless, all these processes result in generally neutral trend of the total inorganic component (curve 2 on Fig.3). Urban aerosol is characterized by an opposite tendency: negative or neutral trend of the ion component and sharp increase of the mineral fraction of aerosol at the cost of silicon and other elements. The increase in their concentrations in aerosol is seemingly connected with destroy of stable stratification of air mass, passing over the city, due to the turbulence intensification in spring. A combination of different aerosol sources in the urban medium in spring along with development of other processes and the presence of spring haze give the base for supposition that the aerosol field is the most complicated in composition over urbanized area in this period.

Fig. 4 – Mean differential curves of disperse aerosol composition at different sites and different periods of the fall–spring run of synchronous measurements in 2001: Tomsk, April (1) and March (2); Kireevsk, April (3) and March (4).



This difference also manifests itself in the dispersion aerosol composition (Fig. 4). The aerosol number density can increase 2-3-fold in April at the city as compared to March and can exceed by an order of magnitude as compared to the background site. At the same time, key factors, determining the medium dispersity in the background region, are both natural and regional processes. The fall measurements are similar to early spring (March) ones in the character of occurring processes. Another history of air masses in this case gives an inverse ratio city/background, especially with respect to microelements, the concentration of which in the background arctic air mass can be quite significant [5]. This can be due to accumulation of some of them in the gas–vapor phase. Probably, in urban medium, they actively precipitate, condensing on large particles. This is reflected in differential curves of disperse composition (Fig. 5): a small peak in a 0.4–0.5 μm range (typical for “immature” aerosol) is characteristic for Kireevsk. Such a peak is absent in the aerosol mass having passed above the city.

Fig. 5 – Composite differential curves of disperse aerosol composition at different sites in the fall run of synchronous measurements in 1999: Tomsk (1) and Kireevsk (2).



The distribution of elements and ions over particles of different sizes is of interest. Correlation curves (Fig. 6), qualitatively characterizing the component distribution over particles of different sizes, have been built from comparison of integral concentration of chemical components and aerosol number concentrations for $d = 0.4\div 10 \mu\text{m}$ during the most

representative spring run and averaged over the sampling period. the multimodal distribution is characteristic for lead in the urban aerosol; the tendency to its concentration in the vapor–gas phase is evident. Along with the lead, similar distributions are characteristic for some other heavy metals, i.e., vanadium, nickel, and copper. Curves for components of primarily natural origin behave similarly for both sites, though some peak shift in the distribution is observed in this case.

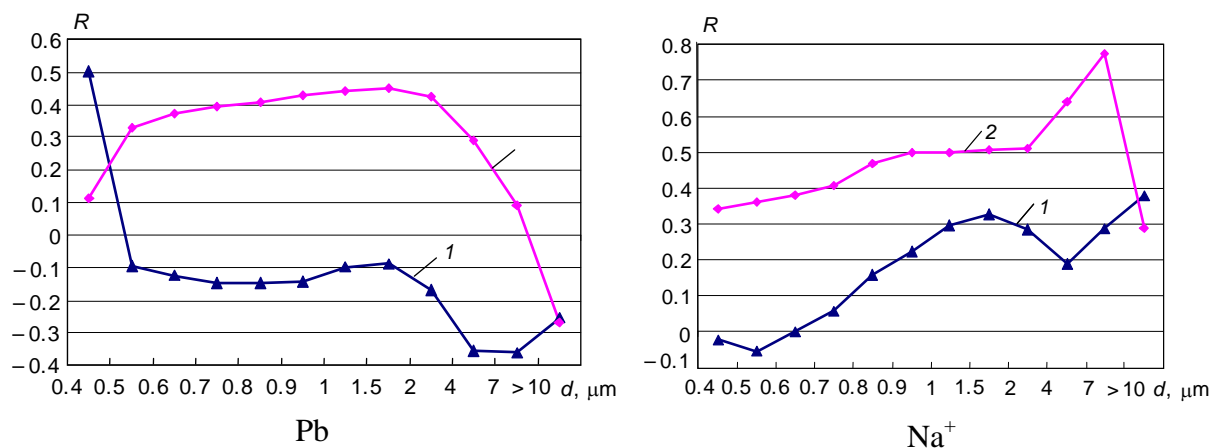


Fig. 6 – Correlation curves of two component distribution onto aerosol particles in Tomsk (1) and Kireevsk (2), built by the results of the spring run of measurements, 2001

4 Summary

Key factors in formation of aerosol filed over a moderate city are the air mass prehistory and the soil erosion activity in summer. The influence of urban anthropogenic emission on mesoscale variability of atmospheric aerosol is insignificant. The composition of the basis of inorganic aerosol matrix changes slightly. However, destabilizing effect of the urban heat island and developed turbulence in the boundary layer of urban atmosphere results in aerosol precipitation on the surface layer, which is especially pronounced in spring, when the total mass of inorganic component manifold increases at the city measurement site.

In addition to the increase in the aerosol number concentration in the city, the disperse composition in general varies insignificantly. However, probably, essential transformation of structure distribution of elements and ions over particles of different dispersities occurs: additional peaks are noticeable in the ranges of fine ($d < 0.5 \mu\text{m}$) and coarse ($d > 10 \mu\text{m}$) particles of heavy metals, as well as the shift of peaks in the distribution of ions and elements of natural origin toward the region of coarse particles.

Acknowledgments. This work was supported by the Presidium of RAS (Program No. 16), Earth Science Department of RAS (Program Nos. 9 and 11), the Russian Foundation for Basic Research (Grants Nos. 06-05-08104, 07-05-00645, and 08-05-10033e_c), and ISTC (Project No. 3032).

References

1. Belan, B.D., T.M. Rasskazchikova, D.V. Simonenkov, and G.N. Tolmachev (2001). *Atmos. Oceanic Opt.*, 14, No.4, pp. 295–299.
2. Kondratyev, K.Y. et al. (1991). *Aerosol and Climate*, Gidrometeoizdat, Leningrad, 544 pp. (In Russian).
3. Smolyakov, B.S., and M.P. Shinkorenko (2002). *Atmos. Oceanic Opt.*, 15, No.5–6, pp. 397–400.

4. *Smolyakov, B.S., M.P. Shinkorenko, L.A. Pavlyuk, and S.N. Filimonova (2006). Atmos. Oceanic Opt. 19, No. 6, pp. 441–447.*
5. *Vinogradova, A.A. (1993). Izv. Ros. Akad. Nauk, Fiz. Atmos. Okeana, 29, No. 4, pp. 437–458. (In Russian)*
6. *Yamamoto, N., H. Nishiura, T. Honjo, Y. Ishikawa, and K. Suzuki (1995). Atmos. Environ., 29, No. 1, pp. 97–103.*

Исследование влияния города Томска на состав аэрозоля методом синхронных измерений

Аннотация. Оценка влияния города Томска на химический и дисперсный состав атмосферного аэрозоля в приземном слое производилась путем организации нескольких экспериментов по проведению синхронных измерений в двух пунктах. Фоновый располагался в районе посёлка Киреевск (5 км севернее) на 60 км западнее Томска; пригородный – на восточной окраине города в Академгородке.

Показано, что определяющими факторами формирования аэрозольного поля среднего города являются предыстория воздушных масс, а летом ещё и активность эрозионных процессов. Влияние прямых антропогенных выбросов города на мезомасштабную изменчивость атмосферного аэрозоля незначительно. Помимо увеличения счетной концентрации аэрозоля в городе, дисперсный состав в целом изменяется мало. Однако происходит существенная трансформация структуры распределения элементов и ионов по частицам разной дисперсности: отмечается появление дополнительных пиков в области мелких ($d < 0,5$ мкм) и грубых частиц ($d > 10$ мкм) у тяжелых металлов; смещение пиков распределения в более грубодисперсную область у ионов и элементов преимущественно природного происхождения.

Ключевые слова: атмосферные аэрозоли: фоновые, естественные, антропогенные; химический и дисперсный состав приземных аэрозолей.

B.D. Belan^{1,2}, *Prof., Sc.D.*, **N.V. Uzhegova**¹

¹*Institute of Atmospheric Optics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Tomsk*

²*Tomsk State University*

POLLUTION OF THE AIRBASIN OF AN INDUSTRIAL CENTER

Abstract. *A study of air qualities has been done in 11 Siberian cities from Irkutsk (easternmost) to Novosibirsk (westernmost) in winter and summer with a mobile measurement station. It is shown that in winter a modern industrial city is not only a “heat island”, but also a “pollution island”. Admixtures concentration in centers of most cities is much higher than in their periphery. The exception is ozone, which is apparently destroyed by industrial emissions in the center and replenished in the periphery. In summer the local circulation is considerably weakened, and the difference between the parameter values for the center and periphery not always remains.*

Keywords: *industrial center, urban, suburban, heat island, air pollution, mobile measurement station.*

1 Introduction

Research of patterns of air pollution field formation and transformation in large industrial centers has been thriving for the last 10–15 years. It has been considered for a long time that a city is well ventilated on a regular day with moderate wind, and increased concentration of air pollution is observed only near the industrial areas or along the trail of contaminants' distribution.

Present day theories prove it's a dangerous mistake [8–10]. A lot of studies show that the polluting admixtures produced in the city territory are not transferred outside but are furthermore transformed by various processes.

As a result of combining such factors as industrial objects accumulation in limited space, orography, artificial and natural reservoirs etc., a local circulation arises in city areas [9,10].

The peculiarity of urban local circulation is the arisal of returned airflows leeward of the city opposite to the main airflow. This returned air circulation “locks” industrial emissions in the city area.

A haze consisting of gases and aerosols appears above the city. It is called “pollution cap”. A peculiar characteristic of such a circulation is that it persists not only with a light wind but with a moderate one too. It is disrupted by atmospheric fronts but is renewed within 24 hours.

Thus, an “urban column” forms above the city. Since the air temperature inside the column is higher than that of the city surroundings, the air begins to rise. At the beginning the urban column has a vertical shape and then under the influence of the main airflow it begins to bend [5]. At a considerable distance from the city it becomes horizontal and spreads near the upper edge of the atmosphere's border layer. This layer is separated from the free atmosphere by an inhibiting layer and its height depends on the season.

The purpose of this paper is experimental determination of the local air circulation effect on air composition of the industrial cities of Siberian region. This paper considers summer period and compares the obtained results with the data for other seasons. The winter period was extensively studied in [6].

2 Data and methodology

For this research we have used the AKV-2 mobile station developed by the Institute of Atmospheric Optics SB RAS. The station's equipment provides measurements of the

following: air temperature and humidity; wind speed and direction; total solar radiation; NO, NO₂, O₃, SO₂, CO, CO₂ concentration; aerosol disperse composition in two ranges: 0,4-10 μm by use of the modernized AZ-6 counter in 12 channels and 3–200 nm with the diffusion aerosol spectrometer in 8 channels. The accuracy of all given measurements by the AKV-2 station has been described in detail in [1].

For the aerosol chemical composition determination we have used the method of deposition of samples on AFA type filters with subsequent analytical analysis. In general, the AKV-2 station doesn't differ much from similar ones created in many regions. The main distinction is a rechargeable battery and a 12V DC to 220V AC voltage converter which allows for measurements not only at stops but also en route.

The possibility of conducting en route measurements with the AKV-2 mobile station has allowed us to proceed from route based observations to the areal ones. This, in turn, allows the use of modern software packages for air admixtures mapping on the territory of a specific city. We had validated this method in Tomsk in July 2005 [4].

For comparing the air composition in other cities measurements had been made in February–March, 2004 and in August, 2005 along the route depicted in Fig. 1. En-route measurements had been made in every large industrial city.

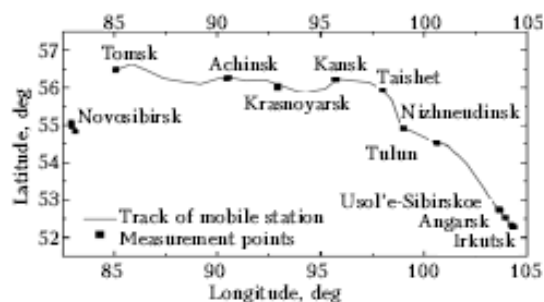


Fig. 1 – Mobile station route in February–March, 2004.

In addition to the continuous observations during the station movement, in the cities of Angarsk, Usol'e–Sibirskoe, Tulun, Nizhneudinsk, Taishet, Kansk, Krasnoyarsk and Achinsk we had conducted measurements during stops at entry, near the city center and at the exit. This is classical approach.

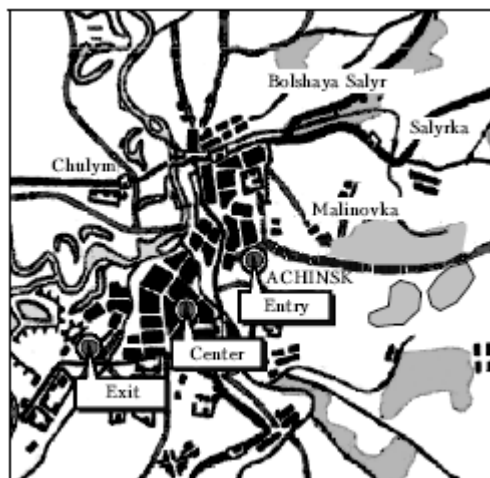


Fig. 2 – Scheme of measurements sites in Achinsk on February 29, 2004 (07:00–11:00 LT).

These observations had been made to estimate the contribution of urban circulation to admixture accumulation in the city territory and to the change of thermodynamic regime. The main feature of this method is the necessity to make the measurements in all three points as close to simultaneity as possible, which was successfully accomplished. Figure 2 shows the positions of stops in Achinsk. In other cities the measurements had been made using the same scheme.

3 Results and discussion

The measurement data obtained in all of the above-mentioned cities has revealed presence of admixture accumulation processes and changes in the thermodynamical regime in their territory. Naturally, the correspondence with the theory is not ideal. Nonetheless, certain general regularities do exist.

Figure 3 shows values of the gas and aerosol concentrations, temperature and relative humidity in Achinsk. One can see that in the city center where the admixtures are usually accumulated the SO_2 , NO_2 , CO and NS concentrations are several times higher than in the city periphery. On the contrary, the ozone concentration is much lower there. It is a regular occurrence, granting that the ozone is not released into the atmosphere by industries and car engines but is rather formed there from different admixtures [2]. Given a high aerosol concentration, the ozone molecules start to react with aerosol particles and are destroyed.

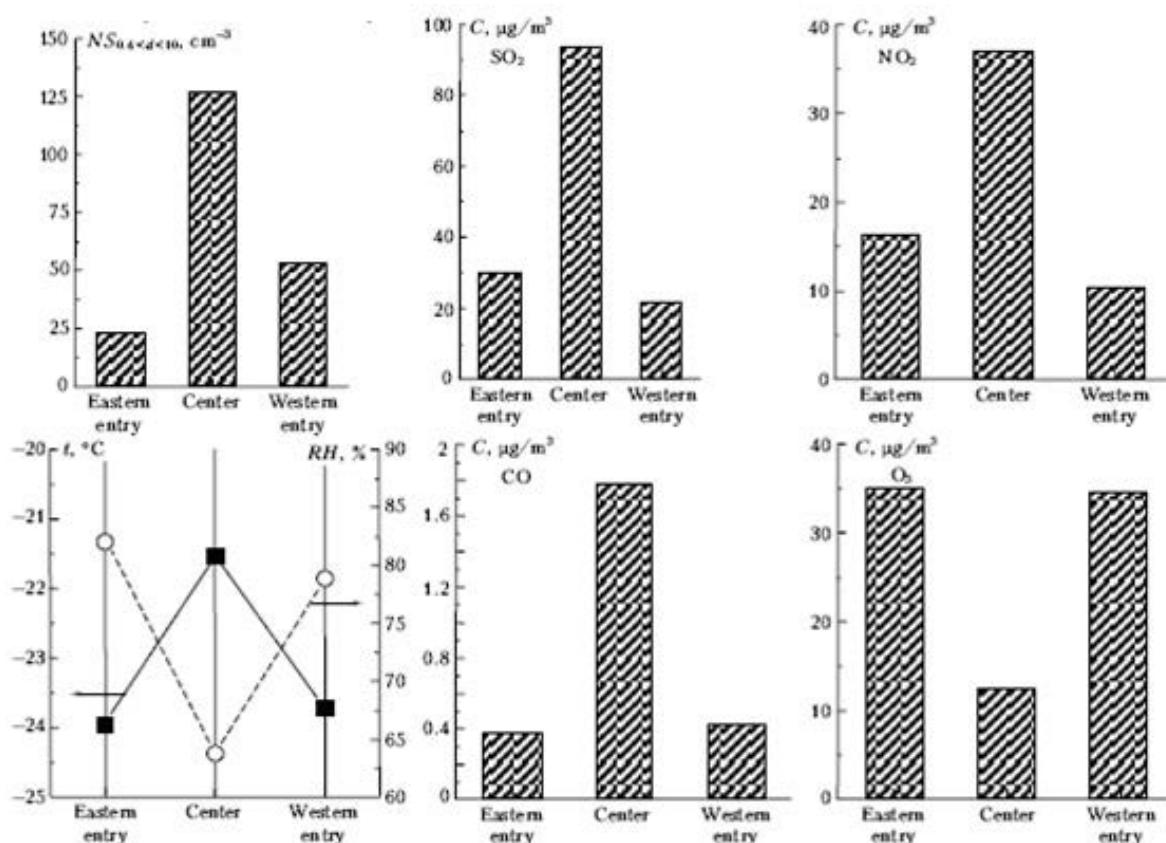


Fig. 3 – Concentrations of sulfur and nitrogen dioxide, carbon monoxide, ozone, aerosol number concentrations (NS), air temperature and relative humidity in the center and periphery of Achinsk on February 29, 2004.

The air temperature data shows that in the city center it is 2.5°C higher than in the eastern/western periphery.

The relative humidity deserves a special note. There is no agreement among the scientists about whether it is normally higher in the city or outside it. Oke [7] argues that the city had additional vapor sources such as industries, untight communications and motor vehicles. On the other hand, he also points out that in winter snow is removed from the city streets and much of the surface is covered with asphalt thus lowering surface evaporation, which is a natural source of moisture. Therefore, knowing the relation between the absolute and relative humidity at a fixed air temperature [6], the following conclusion can be made. If with an increase of air temperature at the city center the relative humidity proportionally decreases, it shows that there are no additional vapor sources. In case of a proportional covariation, additional vapor sources are present. Returning to Fig. 3, one can see that a proportional relative humidity decrease took place. Therefore, the city has no additional sources of moisture.

Plots similar to those on Fig. 3 have been made for all the cities where we have made measurements both for the summer and winter periods. It would take too much space to analyze them all, so we have compiled the data into tables containing the differences between the parameters at city center and periphery:

$$\Delta X = X_c - X_p.$$

Therefore, if a value is positive (negative), it is higher in the center (on the periphery) of the city. Data for winter and summer is given in Tables 1 and 2 respectively. It should be noted that in contrast to winter, summertime measurements had been made twice in most of the cities: the second time on the way back.

Table 1 – Differences in admixture concentrations and meteorological quantities between the centers and peripheries of Siberian cities in February–March, 2004

City	t, °C	RH, %	CO, mg/m ³	O ₃ , μ/m ³	SO ₂ , μ/m ³	NO ₂ , μ/m ³	NS, sm ⁻³	Note
Irkutsk	1.74	-9.5	0.23	-29.4	35.4	29.1	6.9	
Angarsk	0.13	0.8	0.30	-22.9	23.0	12.2	10.3	
Usol'e-Sibirskoe	0.78	8.9	-0.36	22.7	-49.9	-20.0	-2.5	Surbub in industrial zone
Tulun	0.90	2.9	0.21	-7.5	34.2	15.9	8.5	
Nizhneudinsk	-0.48	0.7	0.04	-10.8	6.8	0.3	3.6	
Taishet	-1.27	8.3	2.32	-16.2	11.6	3.3	50.8	Smog
Kansk	1.57	-8.8	-0.03	13.1	-24.5	-9.3	-11.3	Surbub in industrial zone
Krasnoyarsk	6.80	2.2	-0.18	-1.5	63.0	7.8	4.5	Smog
Achinsk	2.19	-15.1	1.36	-22.1	71.9	26.7	73.2	
Novosibirsk	1.65	0.3	0.35	-39.9	77.5	29.8	10.7	
Akademgorodok Novosibirsk	0.56	7.9	-0.07	-1.1	34.3	17.4	0.3	

Table 2 – Differences in admixture concentrations and meteorological quantities between the centers and peripheries of Siberian cities in August, 2005

City	t°, C	RH, %	CO, mg/m ³	O ₃ , μ/m ³	SO ₂ , μ/m ³	NO ₂ , μ/m ³	NS, sm ⁻³	Note
Angarsk	-0.6	6.4	2.5	-29	-6.1	33	260	11.08
Usol'e-Sibirskoe	0.2	-4.6	-1.2	34	-5.0	-12	-11	08.08
Usol'e-Sibirskoe	4.0	-16.6	-3.8	1	3.8	12	-18	11.08
Tulun	-0.3	2.2	0.1	9	4.0	0.3	26	07.08
Tulun	0.0	3.2	0.1	-10	3.9	2.4	28	11.08
Nizhneudinsk	-0.6	-3.0	0.1	9	-3.0	0.4	2	07.08
Nizhneudinsk	-0.5	2.4	1.1	-7	4.0	2.2	0	11.08
Taishet	0.1	5.2	0.1	-17	7.2	2.6	57	07.08
Taishet	-0.4	-4.0	-0.2	-2	-3.0	3.2	9	11.08
Kansk	0.3	4.3	0.2	-14	-14.0	10.8	-16	06.08
Kansk	-0.1	-10.5	0.1	12	-2.9	1.4	-40	12.08
Krasnoyarsk	1.0	-6.0	0.2	-1	3.2	4.0	28	05.08
Krasnoyarsk	1.5	-9.9	0.1	7	-9.8	2.4	10	12.08
Achinsk	-1.2	0.7	0.2	2	-	-14	-150	06.08
Achinsk	1.8	-7.6	0.1	-1	-	5.3	27	12.08
Mariinsk	1.9	-12.1	0.3	20	-	-3.9	3	05.08
Mariinsk	-0.2	-1.4	0.1	11	1.1	-4.0	1	13.08
Novosibirsk	-0.1	3.5	0.2	-14	0.9	9.0	111	01.07

The data in Table 1 shows that in most cases air temperature in the city center is higher than at its periphery (9 out of 11 cities). It also shows that the bigger the city, the larger the temperature difference. Apparently, it is influenced by the number of industries and vehicles as well as by heat leakage from buildings. Relative humidity varies from city to city in a wide range. Nonetheless, from the data in Table 1 we can draw a conclusion that there are additional sources of vapor in the territory of 8 out of 11 cities.

Carbon monoxide in the cities is produced mainly by car engines. Its density is naturally higher in the central part of a city. This is reflected in Table 1. Exceptions are Usol'e Sibirskoe where the peripheral measurement point turned out to be near an industrial area and Krasnoyarsk where the measurements at the city center had been conducted at nighttime. It also appears that the peripheral measurements had been made at the time of heavier road traffic. The difference in Kansk and Novosibirsk Akademgorodok is close to the measurement error value for this parameter.

As noted above, ozone suffers destruction in the central part of a city and is quickly replenished from the periphery. Table 1 shows that this pattern is observed in 9 out of 11 cities. It is reversed in the two cities where the background points had been influenced by industrial areas.

The source of sulfur and nitrogen dioxides are emissions of different origin, therefore, their concentration is typically higher in the city center and lower at the periphery. Once again, exceptions occur when the background is measured close to industrial areas.

The data for concentration of particles with $d \geq 0,4 \mu\text{m}$ is shown in the last column of Table 1. This data also shows increased values in the city center and lower ones at the periphery with the same two exceptions.

Thus, in most of Siberian industrial cities in winter emissions from industries and cars cause increased admixture concentrations in their atmosphere, which are apparently not dispersed but accumulated.

From the data in Table 2 we draw a conclusion that in contrast to winter period the values for concentrations and meteorological quantities vary much more in summer. The main difference is that there is no stable pattern in the distribution of differences between the city center and periphery which was the case in winter [3]. It is apparently due to better dispersing quality of the region's atmosphere in summer.

Table 3 – The relative excess of content of ions and elements in composition of aerosol particles, sampled in the central and peripheral parts of Siberian cities

	Si	Ca	Al	Mg	Ti	Fe	Mn	B
Irkutsk	88.8	-0.3	3.9	8.8	13.3	23.8	33.5	25.4
Angarsk	-	0.7	9.5	0.5	1.2	9.6	-0.8	-1.0
Usol'e-Sibirskoe	0.4	20.1	1.3	2.5	3.4	2.9	6.5	-0.7
Tulun	9.1	0.3	0.7	9.5	1.2	1.2	10.2	-
Nizhneudinsk	5.4	2.6	4.6	2.7	3.3	3.4	2.8	-
Kansk	22.6	0.1	-	1.0	-	-	-	-
Achinsk	1.2	23.4	37.4	9.4	2.0	1.6	46.6	-1.0
Novosibirsk	3.3	3.0	5.3	6.0	2.5	2.2	6.3	0.4
	Cu	Ni	V	Cr	Cl	SO₂⁴	NO₃	NH₄⁺
Irkutsk	0.8	22.5	0.7	0.4	2.8	-	19.0	10.5
Angarsk	-0.2	-0.6	-0.4	2.5	-	-	-	-
Usol'e-Sibirskoe	3.5	9.6	3.9	-1.0	0.9	-0.8	-1.3	1.0
Tulun	3.5	-1.0	1.6	1.7	-0.5	3.7	2.0	7.4
Nizhneudinsk	-0.6	-0.5	1.2	-	18.3	-	-	-1.0
Kansk	1.1	1.2	-	1.2	0.9	4.4	2.1	1.0
Achinsk	0.6	-1.0	9.3	6.3	1.0	6.3	0.1	7.7
Novosibirsk	0.6	-1.0	0.1	9.8	0.1	0.2	10.9	1.4

Data on chemical composition of aerosol particles is given in Table 3. It presents the excess of certain elements and ions concentration (X_c) compared to the background level (X_p) in relative units:

$$\partial X = (X_c - X_p) / X_p.$$

Data in Table 3 shows that in most cases the urban samples contain 2–3 times more chemicals than the background ones. At times, the excess of a certain element or compounds can reach orders of magnitude. Examples are Si in Irkutsk, Al in Achinsk and Ca in Usol'e Sibirskoe.

It must be noted that the given data has been obtained during a single wintertime study, therefore it does not reflect the whole spectrum of possible situations.

4 Conclusion

Our experimental studies have revealed that the existing specific local circulation favors creation of specific fields of admixture distribution in industrial cities of Siberia in winter. The admixture concentration is highest in the city center and decreases toward the periphery. The same applies to the air thermodynamical qualities. In summer due to better dispersing quality of the atmosphere the local circulation effects are considerably weakened. As a result, admixture accumulation in central parts of cities is not always distinct.

References

1. *Arshinov, M.Y., B.D. Belan, D.K. Davydov, G.A. Ivlev, A.V. Kozlov, D.A. Pestunov, E.V. Pokrovskii, D.V. Simonenkov, N.V. Uzhegova, A.V. Fofonov* (2005) AKV-2 mobile station and its use in Tomsk city as an example. *Atmos. Oceanic Opt.*, No. 8, pp. 575–580 (In Russian).
2. *Belan, B.D.* (1996) Problem of tropospheric ozone and some results of its measurements. *Atmos. Oceanic Opt.*, No. 9, pp. 754–773 (In Russian).
3. *Belan, B.D., G.A. Ivlev, V.A. Pirogov, E.V. Pokrovskii, D.V. Simonenkov, N.V. Uzhegova, A.V. Fofonov* (2005) A comparative estimate of air conditions of Siberian industrial cities at the cold period. *Geografia i prirodnye resursy*, No. 1, pp. 152–157 (In Russian).
4. *Belan, B.D., G.A. Ivlev, A.S. Kozlov et al.* (2007) Comparison of air composition over industrial cities of Siberia. *Atmos. Oceanic Opt.*, No.5, pp. 387–396 (In Russian).
5. *Landsberg, G.E.* (1983) *Urban climate*. 248 pp.
6. *Matveev, L.T.*, (2000) *Atmospheric Physics*. Gidrometeoizdat, Saint Petersburg, 360 pp.
7. *Oke, T.R.* (1982) *Climates of Boundary Layer*. 360 pp.
8. *Penenko, V.V., A.E. Aloyan* (1985) *Models and methods for environmental protection problems*. 1985. 256 pp.
9. *Penenko, V.V., M.G. Korotkov* (1998) Application of numerical models for forecasting of emergency and ecologically unfavorable situations in the atmosphere. *Atmos. Oceanic Opt.*, No. 6, pp. 492–496 (In Russian).
10. *Penenko V.V. and E.A. Tsvetova* (2002) Methods and models for assessment of ecological risks. *Atmos. Oceanic Opt.*, No. 5–6, pp. 370–376 (In Russian).

Загрязнение воздушного бассейна промышленного центра

Аннотация. С помощью мобильной станции проведено обследование качества воздуха в 11 городах Сибири от Иркутска до Новосибирска в зимний и летний периоды. Показано, что современный промышленный город в зимний период является не только «островом тепла», но и островом загрязнений. Концентрации примесей в центре большинства городов значительно выше, чем на периферии. Исключение составляет озон, который, очевидно, гибнет в выбросах предприятий в центре и восстанавливается на периферии. В летний период действие локальной циркуляции значительно ослабляется и не всегда сохраняется разница между параметрами, измеряемыми в центре города и на периферии.

Ключевые слова: *индустриальный центр, остров тепла, загрязнение атмосферы, передвижные станции.*

G. Djolov¹, Sc.D., G. Fourie², Sc.D., J. Pienaar³, Sc.D.

¹*University of Pretoria, South Africa,*

²*SASOL Technology Research & Development, South Africa,*

³*North-West University (Potchefstroom Campus), South Africa*

MODELLING LONG-RANGE TRANSPORT AND CHEMICAL TRANSFORMATION OF POLLUTANTS IN SOUTHERN AFRICA REGION

Abstract. *The paper presents the results of long-range atmospheric model developed specifically for the Southern hemisphere conditions. The model utilizes a combined Eulerian-Lagrangian description of the transport and diffusion of pollutants, calculation of their chemical transformations, dry and wet deposition as well as the pH value of precipitation.*

Keywords: *long-range pollutants transport, atmospheric boundary layer, emission, surface roughness, meteorology, atmospheric chemistry, turbulent diffusion.*

1 Introduction

Dispersion modelling of transport, diffusion and chemical transformation of pollutants and trace gases over the region of southern Africa which spans between 52° South to 1° North, 28° West to 68° East, presents a special challenge due to three major factors. The first factor is associated with the frequent occurrence of a stable anticyclonic environment that inhibits the vertical exchange of air masses and stratifies the troposphere into persistent layers, in which residence times of pollutants are prolonged from several days to weeks over the region. The second factor stems from the different distribution of emission sources between the Northern and Southern hemispheres. Natural emissions from forest fires, vegetation, soils and domestic fires are equal or substantially bigger than fossil fuel emissions over larger parts of the studied region. Thirdly, long-range transport is vital for the existence/destruction of many fragile ecosystems that receive nutrients/pollutants mainly from the atmosphere.

In addition to these major factors one should keep in mind that experimental studies on the tropical meteorology factors affecting the long-range transport and chemical transformation of pollutants are very few, and theoretical understanding of the atmospheric processes in the regions with negligible Coriolis force, is not yet in place. Special attention should be placed on the identification of key linkages among the physical, chemical and anthropogenic processes underpinning the functioning of the bio-geophysical and biogeochemical systems of Southern Africa that lead to significantly elevated ozone concentrations over considerable sections of the tropics.

2 Data and Methodology

2.1 Modelling Domain

The modelling domain implemented for this study extends from 10°E to 40°E and 10°S to 35°S as illustrated in Fig. 1. This region covers the southern part of Africa, including Angola (Ang), Namibia (Nam), Botswana (Bot), Zambia (Zam), Zimbabwe (Zim), Mozambique (Moz), Malawi (Mal) and South Africa (SA). A Cartesian grid was superimposed on the modelling domain. The 60x50 grid (3000 cells) was positioned to

conform to a 0.5° resolution on the modelling domain. An illustration of the superimposed Cartesian grid is shown in Fig. 1. This grid was utilized as a reference framework for all simulations in the Lagrangian-Eulerian Diffusion (LED) model.

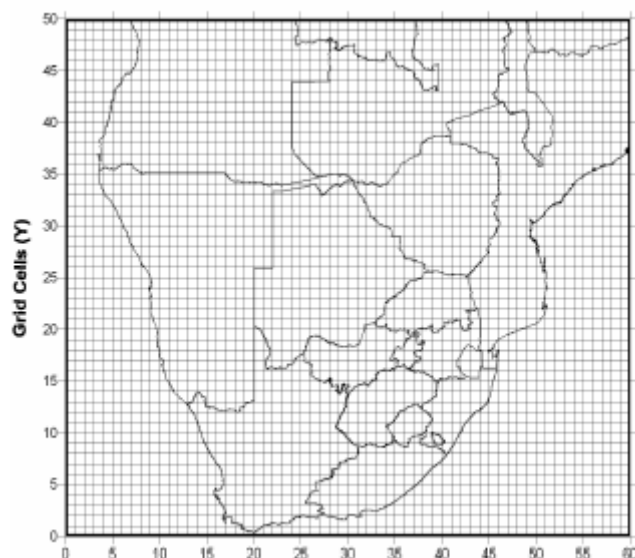


Fig. 1 – Modelling domain with the Cartesian grid implemented for LED.

2.2 The Lagrangian–Eulerian diffusion model

The Lagrangian–Eulerian Diffusion model utilizes in a complimentary way the positive features of the Lagrangian and Eulerian descriptions of hydrodynamic flows. Following the Lagrangian approach any volume of polluted air (puff) is identified by the trajectory of its center of mass. The diffusion and transformation processes of pollutants are investigated on the basis of analytical and numerical solutions of the appropriate differential equations in Eulerian coordinates with origin at the center of mass of puffs. Experiments and theoretical studies revealed the fundamental fact that the transport and diffusion of pollutants in the atmosphere can be investigated by separating the horizontal and vertical processes on the basis of the following formula:

$$C^K(x, y, z) = \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^{N_j} Q_{ij}^K(t_{ij}) q_h(x, x_{ij}^c, y, y_{ij}^c, t_{ij}) q_z(z, z_{ij}^c, t_{ij}) q_w(t_{ij}), \quad (1)$$

where $C^K(x, y, z)$ - concentration of K pollutant in a point (x, y, z) , $Q_{ij}^K(0)$ is the quantity of the K_{th} pollutant in the j_{th} puff emitted by the i_{th} source at the moment $t_{ij} = 0$, M is the number of sources, N_j is the number of puffs, q_h and q_z are the horizontal and vertical distribution functions, q_w is the wash-out function, x_{ij}^c , y_{ij}^c , z_{ij}^c are the centres of coordinates and t_{ij} life time of the puff. The time variation of $Q_{ij}^K(0)$ is due to chemical transformations, dry and wet deposition processes. The analytical expressions for the functions q_h , q_z , q_w and more details for the LED model are presented in [2]. It should be pointed out that the vertical and horizontal diffusion functions are explicitly dependent on the atmospheric boundary layer

(ABL) turbulence through the eddy transfer coefficients in vertical and horizontal direction and wind velocity profile. Therefore, LED needs input from an appropriate simple enough and reliable ABL model which allows for incorporation of new research developments in the ABL dynamics.

2.3 Atmospheric boundary layer

A unique feature to LED, among the long-range models is the use of an appropriate ABL model calculating its dynamics and turbulent characteristics. Usually, the long range models are driven by the output of the best available mesoscale forecast models or in the diagnostic case by observed meteorological fields. In both cases, however, the ABL dynamics is not properly represented due to the restrictions in the model vertical resolution or insufficient number and distribution of observations. This is a serious simplification since the changes in wind velocity and atmospheric stability occurring in the ABL influence dramatically the transport and diffusion processes. Thus, for example, the value of the vertical exchange coefficient changes by order of magnitude depending on the stability conditions in the ABL. The magnitude and direction of the wind velocity vary considerably with height, and the angle between the geostrophic and surface wind can surpass 50-60 degrees. The wind variations are even more complicated when the ABL is affected by baroclinicity. Turbulent friction convergence creates vertical motions that in spite of their small value, lead to a substantial displacement of the polluted air volumes because of their perseverance. Another important consideration is that most of the emissions of pollutants and trace gases are released from sources located near the earth surface up to few hundred meters. The existence of frequent inversion layers at the top of ABL forces the diffusion and transport of pollutants to take place in the lower parts of the atmosphere for prolonged periods of time. These facts underline the importance of inclusion of an appropriate ABL model in any pollutant turbulent transport and dispersion package aimed at modelling long-range transport and diffusion phenomena.

The ABL model utilised in LED is driven by the following meteorological variables: 1) the geostrophic wind vectors \bar{v}_g 2) the potential temperature \mathcal{G}_H at the top of the ABL; 3) surface temperature \mathcal{G}_s which can be calculated from the energy balance equation or taken from observation or numerical weather forecast model. From these external to ABL meteorological variables and the local parameters: the Coriolis parameter – f , the roughness parameter – z_0 , the buoyancy parameter – $\beta = g / \bar{\mathcal{G}}$, the following non-dimensional external parameters – Rossby number (Ro) and external stratification parameter (S) can be composed:

$$Ro = \frac{|v_g|}{fz_0} \quad \text{and} \quad S = \frac{\beta(\mathcal{G}_H - \mathcal{G}_s)}{f|v_g|}. \quad (2)$$

They uniquely define the turbulent regime in a horizontally homogeneous ABL. The details of the ABL model are presented in [10].

2.4 Atmospheric chemistry model

The major anthropogenic pollutants in the atmosphere are sulphur, nitrogen and hydrocarbon compounds. In this model only sulphur and nitrogen oxide chemical transformations are modelled, because their abundance and relatively long residence times in

the atmosphere. They are also the major reason for the formation of dry and wet acidic deposition.

The most important mechanism for the formation of acid deposition is the direct transformation of sulphur dioxide to sulphate:



where $k_1(t, r)$ is the constant of transformation which is a function of time and space.

The chemical transformations which NO and NO₂ undergo are rather complicated. Smog chamber measurements of the typical reactions of NO compounds show that 90% of them result in formation of NO, NO₂, PAN (Peroxyacetyl nitrate) and NO₃. This allows the chemical transformations of these five components to be included in the model. The equations describing the rate of transformation of the nitrogen compounds due to chemical and physical processes are (see [1]):

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}[\text{NO}_2] &= -k_2[\text{NO}_2] + k_4[\text{PAN}], \\ \frac{d}{dt}[\text{PAN}] &= 0.5k_2[\text{NO}_2] - (0.5k_3 + k_4)[\text{PAN}], \\ \frac{d}{dt}[\text{NO}_3] &= 0.1(k_2[\text{NO}_2] + k_3[\text{PAN}]), \\ \frac{d}{dt}[\text{HNO}_3] &= 0.4(k_2[\text{NO}_2] + k_3[\text{PAN}]), \\ 0 &= [\text{NO}_2] - k_5[\text{NO}]. \end{aligned} \quad (1)$$

where k_2, k_3, k_4 and k_5 are the rates of chemical transformation as summarized in Table 1. The equilibrium of NO and NO₂ reflects the photolysis of NO₂ to NO and the photo and thermal pathways of NO to NO₂ conversion. The rate equations shown in equations (4) are linear. The transformation constants can be a function of time and space. The chemical reactions in the model are calculated for every puff at every time step after the completion of the transport and diffusion processes.

Table 1 – The rates of chemical transformation

	$k_1(s^{-1})$	$k_2(s^{-1})$	$k_3(s^{-1})$	$k_4(s^{-1})$	$k_5(s^{-1})$
Day	10^{-6}	2.8×10^{-5}	2.8×10^{-5}	0	2
Night	10^{-6}	5.6×10^{-6}	0	5.6×10^{-6}	50

2.5 Surface roughness

The surface roughness parameters utilized in the LED model conforms to a 0.5 degree spatial resolution Cartesian grid, inferred from the ecosystem database (see Fig. 2). The roughness parameters (z_0) utilized for the specific modelling domain in LED were generated and obtained from the Max-Planck Institute, Mainz, Germany. A detailed methodology on the generation of the roughness parameters can be found in [6].

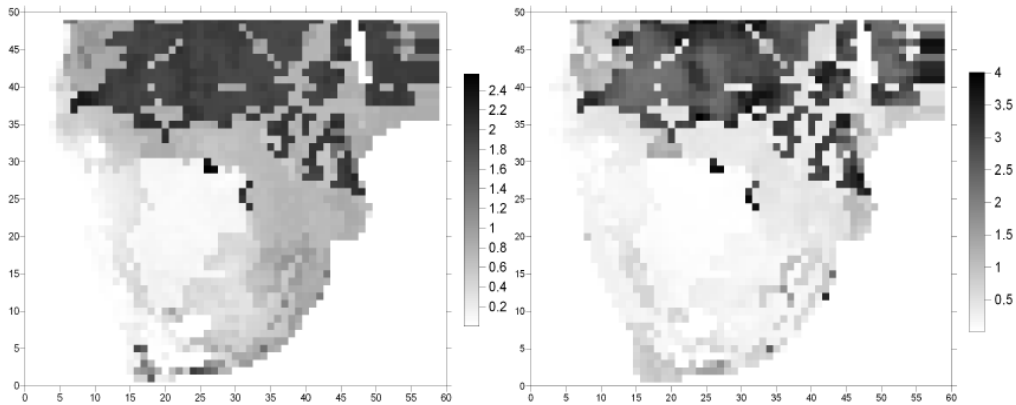


Fig. 2 – Surface roughness lengths z_0 (meters) for January (left) and July 2000 (right) for the study domain.

2.6 Emission Database

The emission database adapted for utilization in the LED model is a customized version of the emissions inventory developed in [4], in the framework of the SAFARI 2000 science initiative (see Fig. 3).

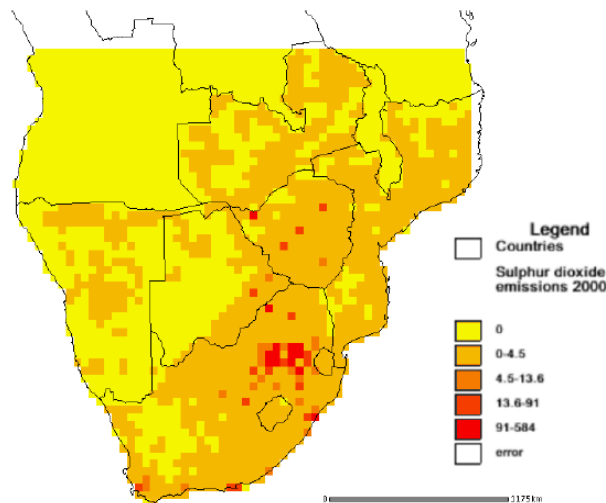


Fig. 3 – Sulphur dioxide (SO_2) emissions summed over all sectors for 2000. Units in Gg/annum.

2.7 Meteorology

The meteorological data utilized for input in the LED model is taken from the short-range forecasting ETA model routinely run by the South African Weather Service (SAWS). The ETA model outputs provided by the SAWS are ASCII map images (0.5 degree) for each of 51 meteorological parameters at 12 hour intervals. These ASCII map images are based on a 79 by 133 grid, 53°S to 9°S, 13°W to 53°E, 0.5 degree resolution.

Parameters available include geopotential height, temperature, potential temperature, dew point temperature, specific humidity, relative humidity, u and v wind components, cloud cover and pressure vertical velocity.

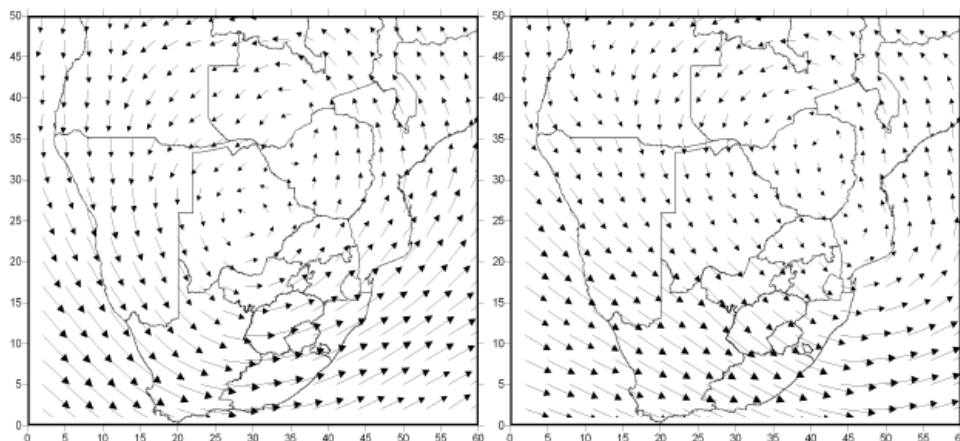


Fig. 4 – Geostrophic wind vectors on 700 hPa for 15 August 2000 at 00:00 (left) and 12:00 (right).

Figure 4 shows a major peculiarity of the winter circulation over the Southern Africa. The anti-cyclonic circulation persists for several days to week(s) leading to significant increase of the pollutant's concentration.

3 Results

The LED model was run for each month during 2000 using the relevant meteorological data, and the converted emission database included in [4]. It gives output for the time-space distribution of concentration and deposition fields of sulphur and nitrate compounds (Fig. 5 to Fig. 8) as well as the pH value of precipitation.

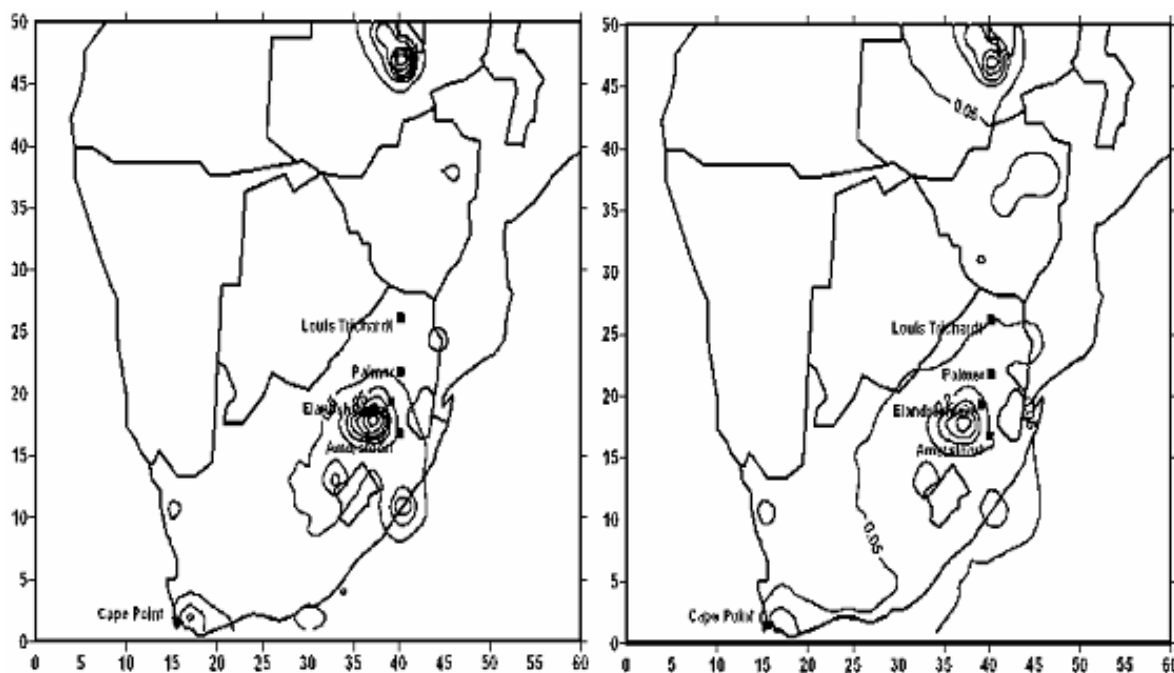


Fig. 5 – Mean ambient SO_2 concentrations ($\mu\text{g}\cdot\text{m}^{-3}$) for the winter season during 2000 (left panel) and accumulated dry deposition, SO_x as S ($\text{kg}\cdot\text{ha}^{-1}(3.\text{months})^{-1}$) right panel.

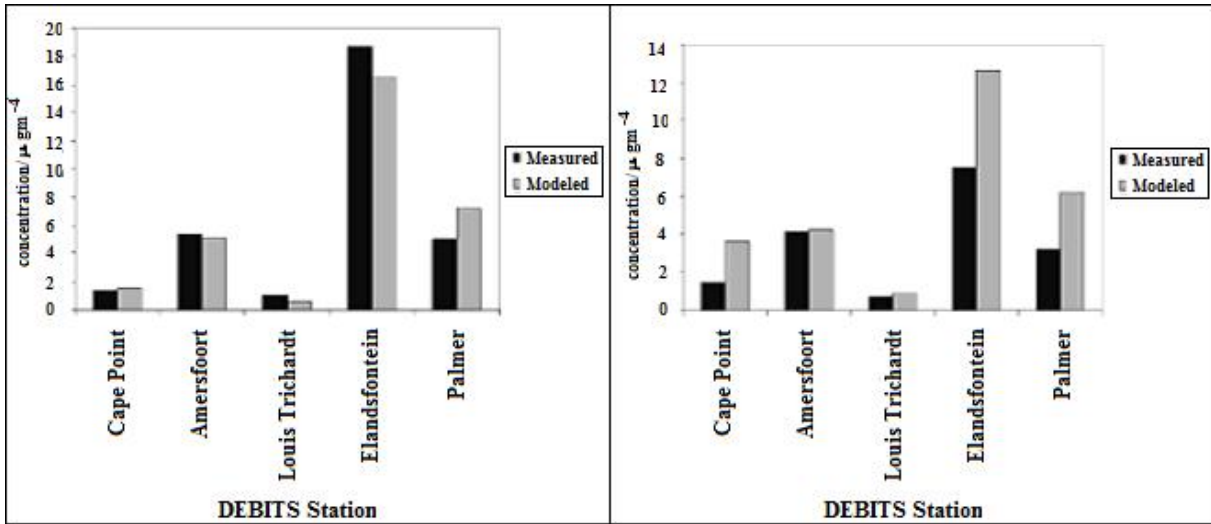


Fig. 6 – Annual modelled versus measured concentrations for the Deposition of Biogeochemical Important Trace Species (DEBITS) stations for the year 2000 – SO₂ (left panel), NO₂ (right panel).

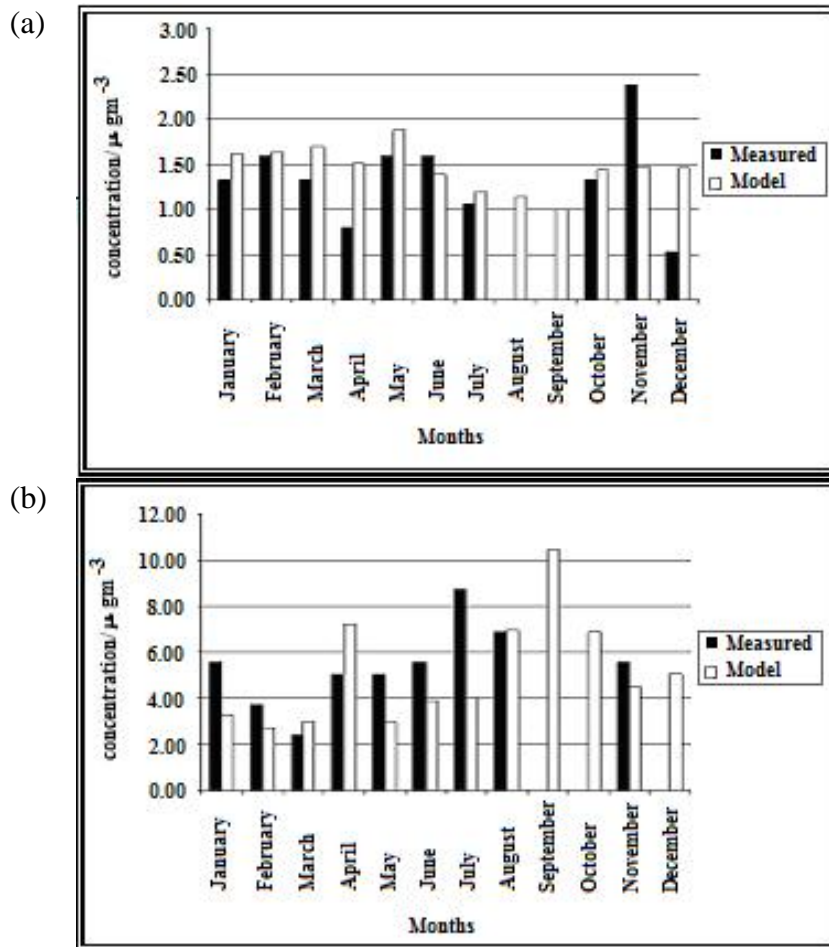


Fig. 7 – Monthly modelled SO₂ versus measured A. Cape Point station B. Amersfoort station

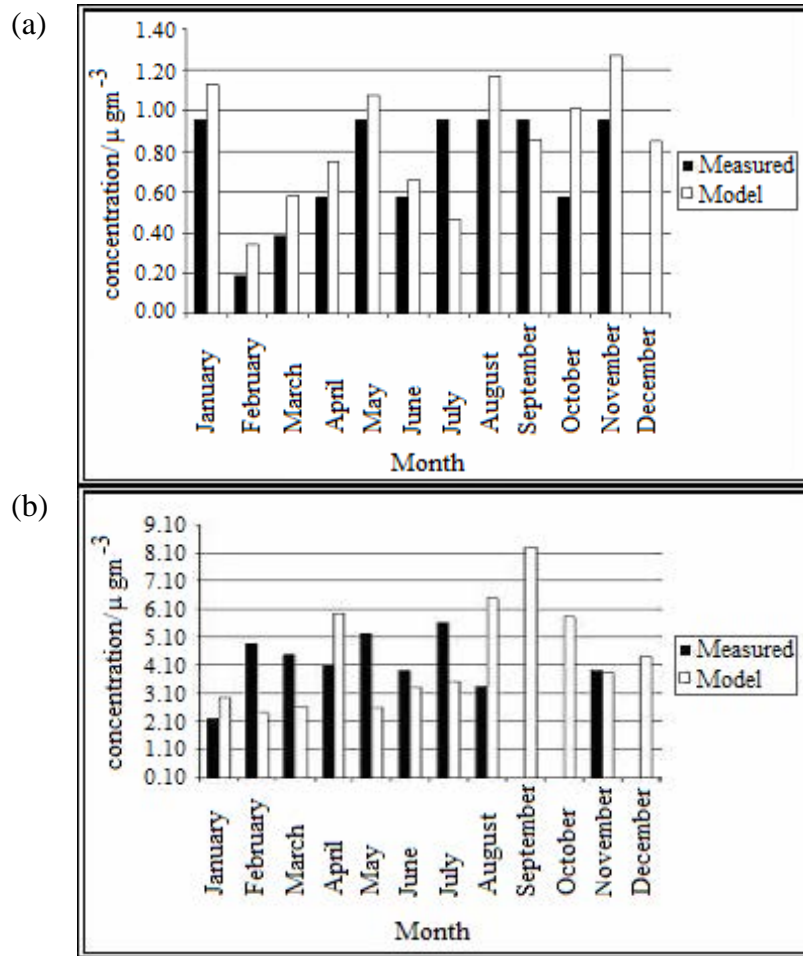


Fig. 8 – Monthly modelled NO₂ versus measured A. Louis Trichardt B. Amersfoot station.

Monthly runs for 2000 for all individual countries in the modelling region were executed with the LED model. The monthly deposition results can be used to obtain quantities on a country-to-country basis.

Table 2 – Annual country-to-country dry deposition matrix of SO_x as S for 2000

EMITTER	RECEIVER									
	Ang	Bot	Mal	Moz	Nam	Ocn	RSA	Zam	Zim	Total
Ang	96.61 4.55×10 ²	0.01 4.85×10 ⁻²	0.00 0.00	0.00 0.00	2.85 1.34×10 ¹	0.35 1.66	0.00 0.00	0.18 8.48×10 ⁻⁴	0.00 0.00	100 -
Bot	3.50 2.56×10 ²	32.58 2.38×10 ⁴	0.15 1.13×10 ²	4.77 3.49×10 ³	2.76 2.02×10 ²	4.91 3.59×10 ³	38.08 2.78×10 ⁴	3.47 2.53×10 ³	9.77 7.15×10 ³	100 -
Mal	0.53 8.05×10 ⁻⁴	0.17 2.61×10 ⁻⁴	10.67 1.63×10 ⁴	78.72 1.20×10 ²	0.13 1.93×10 ⁻⁴	0.30 4.63×10 ⁻⁴	0.14 2.11×10 ⁻⁴	8.56 1.30×10 ¹	0.78 0.19	100 -
Moz	0.07 2.68	1.20 4.49×10 ¹	1.94 7.27×10 ¹	50.81 1.90×10 ³	8.04 3.01×10 ²	27.95 1.05×10 ³	7.81 2.92×10 ²	0.35 1.32×10 ¹	1.83 6.86×10 ¹	100 -
Nam	16.68 2.90×10 ²	3.51 6.11×10 ¹	0.00 1.12×10 ⁻³	0.70 1.22×10 ¹	75.88 1.32×10 ³	2.13 3.70×10 ¹	1.05 1.82×10 ¹	0.02 2.70×10 ⁻¹	0.04 6.64×10 ⁻⁴	100 -
Ocn	0.00 0.00	0.00 0.00	0.00 0.00	0.00 0.00	0.00 0.00	0.00 0.00	0.00 0.00	0.00 0.00	0.00 0.00	0.00 -
RSA	1.68 1.47×10 ⁴	6.88 6.00×10 ⁴	0.10 8.92×10 ²	5.23 4.56×10 ⁴	2.00 1.74×10 ⁴	12.41 1.08×10 ²	68.82 6.00×10 ²	1.15 1.00×10 ⁴	1.72 1.50×10 ⁴	100 -
Zam	9.37 3.90×10 ²	4.51 1.87×10 ³	0.83 3.47×10 ²	4.08 1.69×10 ³	2.56 1.07×10 ³	0.83 3.46×10 ²	1.37 5.72×10 ²	57.47 2.39×10 ⁴	18.97 7.89×10 ²	100 -
Zim	4.52 1.22×10 ²	4.49 1.21×10 ³	1.53 4.13×10 ²	22.53 6.00×10 ³	1.71 4.62×10 ²	1.20 3.23×10 ²	1.74 4.69×10 ²	17.88 4.83×10 ³	44.40 1.20×10 ⁴	100 -

Top value: Percentage of total deposition received. Bottom value: tons.annum⁻¹ received.

Tables 2 and 3 summarize LED results for the country-to-country dry deposition matrices, based on the country-specific emissions. The top values in both Tables indicate the percentage deposition received from the specified emitter indicated on the left hand side in the matrix. Therefore, every top horizontal line represents the partition of the deposition to its own and the other countries. It is obvious that the sum of the partition percentage quantities should add up to 100%. The bottom values in the horizontal lines are the deposition quantities (percentages) expressed in tonnes per annum. The vertical column drawn on the right hand side for each specific receiver country in Table 3 contains the percentage contribution to the deposition from the receiver countries. Again the sum of these percentages adds up to 100%.

Table 3 – Annual country-to-country dry deposition matrix of SO_x as S for 2000

EMITTER	RECEIVER										Total
	Ang	Bot	Mal	Mog	Nam	Ocn	RSA	Zam	Zim		
Ang	96.61	0.01	0.00	0.00	2.85	0.35	0.00	0.18	0.00	0.00	1.00
Bot	3.50	32.58	0.15	4.77	2.76	4.91	34.08	3.47	9.77	100	
Mal	0.53	0.17	10.67	78.72	0.13	0.30	0.14	8.56	0.78	100	
Mog	0.07	1.20	1.94	50.81	8.04	27.95	7.81	0.35	1.83	100	
Nam	16.08	3.51	0.00	0.70	75.88	2.13	1.05	0.02	0.04	100	
Ocn	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	100	
RSA	1.68	6.88	0.10	5.23	2.00	12.41	68.82	1.15	1.72	100	
Zam	9.37	4.51	0.83	4.08	2.56	0.82	1.37	57.47	18.97	100	
Zim	4.52	4.49	1.52	2.53	1.71	1.26	1.74	17.88	44.40	100	
Total	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	

Top value: Percentage of total deposition received.
 Bottom value: Origin of deposition load in percentage.

4 Discussions

The results obtained with LED, which are the first for the African continent south of the equator, clearly demonstrate that the phenomena of long-range transport of air pollutants is a serious, complex and significant problem for the countries in the southern African region.

LED model results for ambient concentrations, as well as deposition fields were produced for all months during the year 2000, and compared with the available experiment data at the DEBITS sites. Data obtained for the evaluation were in the framework of SAFARI 2000 research campaign. However, the ground measurements needed for the evaluation of LED were not sufficient due to the small number of observational points (5), and geographical locations which do not fully comply with the WMO criteria for baseline regional air quality stations.

Despite these inherent difficulties of not having a complete set of experimental data for the evaluation process, the comparison with model results give enough evidence that LED produce reliable results. The annual quantities compare quite accurately. The bigger variation in differences of the monthly quantities is also within the acceptable range.

The results for the deposition fields of pollutants indicate that impacts from highly industrial countries in the region may pose significant risks to developing countries, which relies for example on agriculture as a major contributor to the specific country's gross domestic product. The LED model supplies objective data, which lays the foundation for the development of all-inclusive regional air quality management plans. The implementation of such a management plan will be obviously beneficial to all countries in the region. The results

obtained from this modelling scenario highlight the complexity of trans-boundary air pollutant transport, and its serious developmental consequences, as well as the availability of reliable data for modelling as well as validation purposes.

5 Summary

The model results obtained with the Southern Hemisphere version of the LED model, which incorporates ABL model and chemical scheme, give assurance that it can be used as a diagnostic and prognostic tool for air pollution studies at different time and space scales. The comparison with the available experimental data demonstrates that the results are reliable. For example, the values of the monthly average concentrations fields are of reasonable order of magnitude and compare favourably with the measured values in the three DEBITS stations. The flexibility of the model is demonstrated by the calculation of the country to country deposition matrix that can be used as an effective planning tool. The results are expected to improve by upgrading the ABL model on the basis of the contemporary understanding and parameterization of the convective process in the tropics which is dominated by non-local turbulent transport. This also applies to taking into account the baroclinicity effects on the ABL dynamics.

There are several projects undertaken to be studied with the model, namely, runs with the natural emissions (vegetation, forest, soils) in order to partition the contribution of anthropogenic and natural sources to the pollution in the region; study the formation of ozone over the tropics; quantify the pollution episodes during a persistent gyre (anticyclonic) circulation and the fluxes of pollutants to the adjacent oceans and continents.

Acknowledgments. The study presented in the paper was completed in the framework of the SAFARI 2000 science initiative and authors have benefited from the scientific programme goals and discussions with the entire international research team.

References

1. *Brodzinsky, R., B. Cantrell, R. Endlich and C. Bhumralkar* (1984) A long range air pollution transport model for Eastern North America-II Nitrogen oxides. *Atmospheric Environment*, Vol. 18, No. 11, pp. 2361–2366.
2. *Djolov, G., D. Yordanov and D. Syrakov* (1987) Modelling the long-range transport of air pollutants with atmospheric boundary layer chemistry. *Boundary-Layer Meteorol.*, Vol. 41, pp. 407–416.
3. *Endlich, R., K. Nit., R. Brodzinsky and C. Bhumralkar* (1984) A long-range air pollution transport model for Eastern North America-I Sulphur Oxides. *Atmospheric Environment*, Vol. 18, No. 11, pp. 2345–2360.
4. *Fleming, G., and M van der Merwe* (2000) Spatial Desegregation of Greenhouse Gas Emission Inventory Data for Africa South of the Equator. ESRI. [Online].
5. *Fourie, G.* (2002) Air Pollution Modelling Needs in the Sasol Environment. Sastech R&D – Research Report, Sasol Technology Research & Development, Sasolburg, South Africa, 24 pp.
6. *Ganzeveld, L., J. Lelieveld., F. Dentener, M. Krol and G. Roelofs* (2002) Atmosphere biosphere trace gas exchanges simulated with a single-column model. *J. Geophys. Res.*, 107, NO D16., 10.1029/2001JD0001289.
7. *Ludwig, L., L. Marufu., B. Huber, M. Andreae and G. Helas* (2003) Domestic Combustion of Biomass fuels in developing countries: A major source of atmospheric pollutants. *Journal of Atmospheric Chemistry*, Vol. 44, pp. 23–37.

8. *Pienaar, J., and G. Helas* (1996) The kinetics of chemical processes affecting acidity in the atmosphere. *South African Journal of Science*, Vol. 92, pp. 128–132.
9. *Syrakov, D., G. Djolov and D. Yordanov* (1983) Incorporation of planetary layer dynamics in a numerical model of long-range air pollutant transport. *Boundary-Layer Meteor.*, Vol. 26, pp. 1–13.
10. *Yordanov, D., D. Syrakov and G. Djolov* (1983) A barotropic planetary boundary layer, *Boundary-Layer Meteor.*, Vol. 25, pp. 363–373.

Моделирование дальнего переноса и химических превращений примеси в Южной Африке

Аннотация. В статье представлены результаты расчетов по атмосферной модели дальнего переноса примеси. Данная модель была разработана специально для условий Южного полушария. В модели используется смешанное (совместное эйлерово и лагранжево) описание переноса и распространения примесей, вычисление их химических трансформаций, сухого и мокрого осадений, а также показатель кислотности (pH) дождей.

Ключевые слова: дальний перенос загрязняющих веществ, пограничный слой атмосферы, выброс, шероховатость подстилающей поверхности, метеорология, атмосферная химия, турбулентная диффузия.

Е.К. Гаргер¹, д.ф.-м.н., Т.Д. Лев¹, к.г.н., Н.Н. Талерко¹, к.ф.-м.н., И.В. Ковалец², к.ф.-м.н.

¹Институт проблем безопасности АЭС (ИПБ АЭС) НАН Украины,

²Институт проблем математических машин и систем (ИПММС) НАН Украины

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МОДЕЛИ ЧИСЛЕННОГО ПРОГНОЗА ПОГОДЫ «ММ5» ДЛЯ МЕТЕООБЕСПЕЧЕНИЯ СИСТЕМ АВАРИЙНОГО РЕАГИРОВАНИЯ АЭС

Аннотация. Проведена адаптация открытой численной модели прогноза погоды ММ5 к географическим условиям Украины и проанализирована предварительная оценка успешности прогнозов барического и температурного полей для территории Украины и районов расположения АЭС. Взаимодействие модели ММ5 и диффузионной модели LEDI обеспечивает необходимую оперативность в оценке распространения радиоактивных выбросов из АЭС.

Ключевые слова: численный прогноз, адаптация, оправдываемость, моделирование, аварийная ситуация.

1 Введение

Для оценки радиационного воздействия аварийных выбросов АЭС на население и на объекты окружающей среды с помощью моделей атмосферного переноса необходимо выполнение требования МАГАТЕ № NS-G-3.2 [6]: метеорологические данные должны быть совместимы по условиям их природы, сфере действия и погрешности с методами и моделями, в которых они будут использоваться». ИПБ АЭС НАН Украины располагает мезомасштабной диффузионной моделью переноса и осаждения радиоактивных выбросов из АЭС «LEDI», которая была разработана после аварии на ЧАЭС и верифицирована на данных чернобыльского загрязнения [7]. Для реализации и использования разработанной модели при коммунальных авариях необходимо обеспечить модель соответствующими данными: информацией о географических особенностях территорий АЭС, входной метеорологической информацией в виде данных численного прогноза погоды, получаемых независимой мезомасштабной моделью прогноза погоды (ММ5, WRF, HIRLAM). В настоящее время Украинский гидрометеорологический центр не располагает национальной моделью численного прогноза погоды с необходимым пространственно-временным разрешением. В связи с этим, перед нами стояла задача использовать доступные в международной прогностической практике высококачественные данные прогноза погоды с высоким вертикальным и горизонтальным разрешением. Была выбрана открытая, доступная через Интернет, хорошо документированная и протестированная модель прогноза погоды США ММ5. Установка, инсталляция модели, ее реализация на операционной системе LINUX была проведена ИПБ АЭС совместно с ИПММС НАНУ. Реализация модели ММ5 для метеообеспечения модели атмосферного переноса «LEDI» была проведена по следующему алгоритму:

- инициализация и адаптация входной стационарной информации (категорий землепользования, рельефа, растительности, почвы, температуры подстилающей поверхности) к условиям Украины,
- оценка успешности (оправдываемости) прогнозов метеорологических параметров по модели ММ5 для территории Украины и районов АЭС,
- совместное использование моделей «ММ5–LEDI» для расчетов формирования радиоактивных выпадений из АЭС в случае аварийной ситуации.

2 Адаптация гидродинамической модели прогноза погоды ММ5 к условиям Украины

Адаптация данных о растительности/землепользовании почвы и температуры подстилающей поверхности в модели ММ5 к условиям Украины проводилась в три этапа:

1. нахождение соответствия между классификаторами, используемыми в модели ММ5 и применяемыми в Украине,
2. проведение классификации цифровых карт растительности и почвы в категории модели ММ5 средствами геоинформационных систем (ГИС),
3. построение «сеточных» данных в категориях растительности и почвы путем проведения оверлейных операций прямоугольных сеток с шагами (81, 27, 9, 3 км) в проекции Ламберта для главных широт Украины 43° и 53° с полигональными картографическими покрытиями.

В качестве исходных картографических данных по территории Украины были использованы цифровые материалы из Географического Атласа Украины (разработчики Институт географии НАН Украины и ООО «ИС ГЕО») масштаба 1:3000000: карты растительности и почвы с соответствующими легендами (классификаторами). Корректировка температуры подстилающей поверхности проводилась с использованием климатических данных Укргидромета. Источниками географической информации в модели ММ5 являются:

- для 25 категорий растительности/землепользования - данные геологической службы США (USGS) в узлах сетки с 30-сек. шагом (0, 925 км) в проекции Ламберта;
- для 17 категорий почвы - данные Продовольственной и сельскохозяйственной организации (FAO) и Государственной географической базы почвенных данных (State Soil Geographic «STATSGO» Database) в узлах сетки с 30-сек. шагом (0, 925 км) в проекции Ламберта.

В соответствии с 25 категориями растительности/землепользования в модели ММ5 были укрупнены классы растительного покрова из географического Атласа Украины. Средствами ГИС MapInfo было проведено редактирование цифровых покрытий с добавлением отдельных признаков, таких как, орошаемые и осушенные земли. Рисунок 1 демонстрирует пространственное распределение растительного покрова в модели ММ5 (источник – USGS) и с использованием данных географического атласа Украины.

Сравнительный анализ распределения категорий землепользования по территории Украины показал, что: по данным географического атласа Украины около 80% территории страны занимает категория землепользования «пашня/луг, мозаика», а по данным источника USGS – 21%. По данным модели ММ5 56% территории Украины занимают осушенные земли и 15% – категория «пашня/лес». Таким образом, отредактированные цифровые карты типов растительности/землепользования послужили основой для использования корректной параметрической информации (шероховатости, скоростей сухого осаждения т.д.) в гидродинамических уравнениях модели ММ5.

Подобным образом была переклассифицирована почвенная карта Украины в категории модели ММ5. Однозначного перехода от одной классификации к другой не существует. Однако, по данным Аттерберга о процентном содержании песка, глины и ила в почве с использованием треугольника Ферре и классификатора механического

состава почв Н.А.Качинского было найдено соответствие для почв [1,8]. Распределение занимаемых площадей по категориям почв показывает, что в отличие от модельных данных, в Украине фактически представлено четыре класса механического состава почвы в категориях MM5: песчаный суглинок, илистый суглинок, глинистый суглинок и глина.

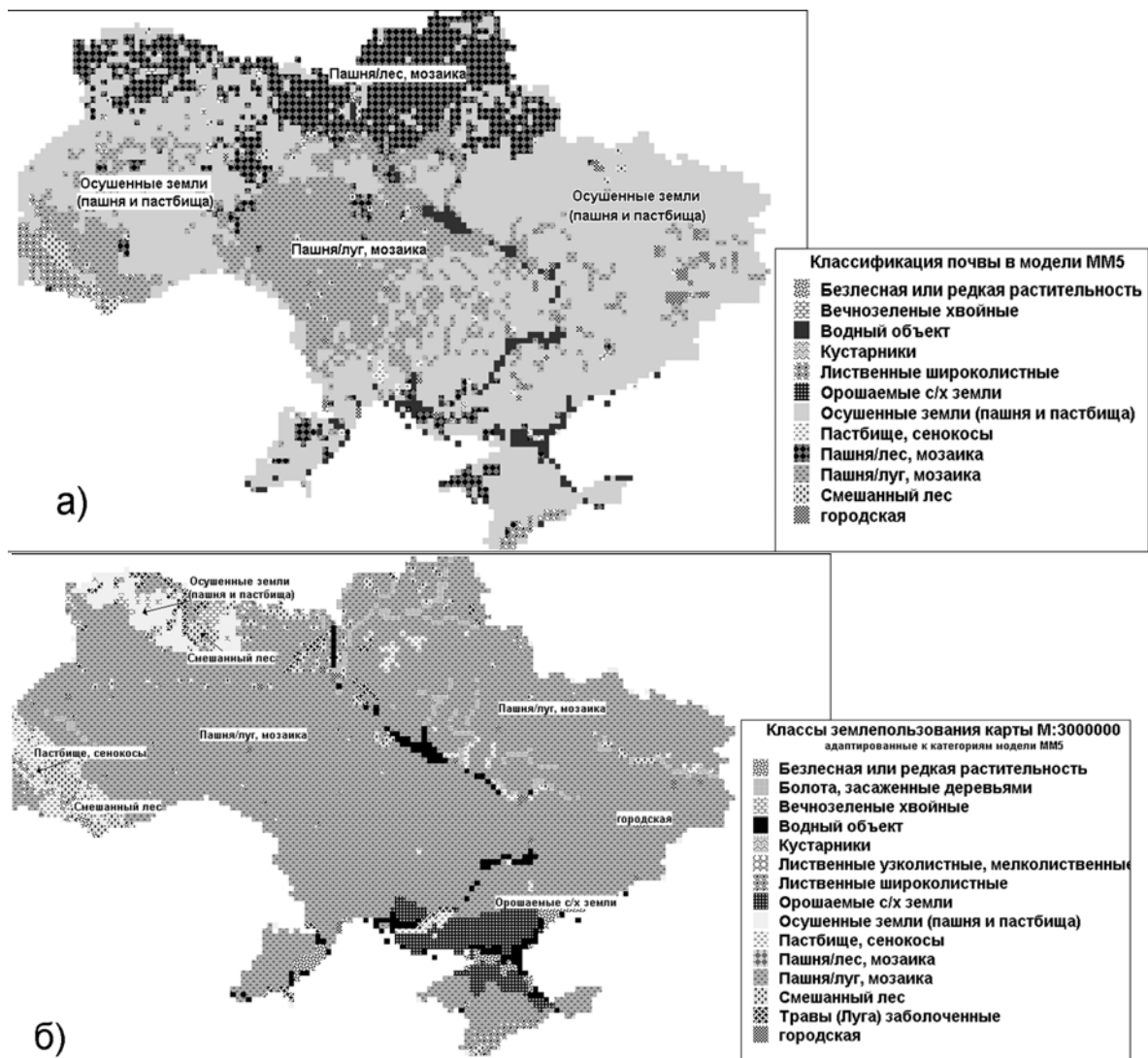


Рис. 1 – Пространственное распределение растительности по территории Украины: (а) источник – USGS; (б) источник – географический Атлас Украины.

Откорректированные цифровые (полигональные) карты растительности и почвы были пересечены с построенными регулярными сетками (DOMAINS) в проекции Ламберта с шагами – 81, 27, 9 км для территории Украины и шагом 3 км для территорий АЭС.

3 Численные результаты и оценки оправдываемости прогноза метеорологических полей модели MM5

Подготовленная и адаптированная к географическим условиям Украины входная информация была конвертирована в блок TERRAIN и использована для проведения численных экспериментов и оценки оправдываемости прогноза погоды для территорий

Украины и отдельно атомных станций. Оценка оправдываемости проводилась в соответствии с методическими указаниями [3] для метеорологических элементов: температура, геопотенциал, скорость и направление ветра для изобарических поверхностей 1000, 925, 850 и 700 гПа на срок прогноза 24 ч. Расчеты были сделаны для различных типов синоптических ситуаций с большой и малой фактической изменчивостью полей. Тестирование схемы ММ5 проводилось при закрепленных схемах вычисления ПСА¹, облачности, конвекции, радиации и т.д.

Были отобраны: две выборки данных (данные реанализа от NCEP²: апрель-май 1986 и октябрь 2006 гг.). Всего проанализировано 69 случаев. Вычисления были сделаны для территории Украины с шагами сетки – 81, 27 и 9 км и для территорий атомных станции с шагом сетки – 3 км.

Предварительно была проведена классификация синоптических ситуаций по «эталонному типу» [4,5]. Было выделено 8 эталонных типов для данной выборки и 2 основных типа ситуации, характерных для выбранных периодов представлены в табл.1.

Таблица 1 –Повторяемость основных типовых классов синоптических ситуаций

Тип синоптической ситуации	Характеристика ситуации	Повторяемость, %
1. Ось гребня, антициклон	Стабильная погода, незначительные горизонтальные градиенты давления.	27,5
6. Седловина, малоградиентное поле	Малые горизонтальные барические градиенты, слабые ветры или штилевая погода	39,1

Численные результаты были обработаны и систематизированы по классам синоптических ситуаций и по критерию «фактической изменчивости». Результаты осредненных оценок для основных метеопараметров представлены в табл. 2.

Таблица 2 –Средняя оценка оправдываемости прогноза геопотенциала, температуры и ветра на 24 ч. в узлах сетки по модели ММ5 (1986, 2006 гг.).

Средняя оценка оправдываемости (69 случаев)	δ^3	σ^4	ε^5	δ^6
Барического поля (1000-700 гПа)	14.3 м	17.6	0.51	3.7 м
Поля температуры (925-700 гПа)	1.5°C	1.9	0.66	-0.1°C
Скорости ветра, м/сек	1,4	1,8		0,5
Направления ветра, град.	37			

Численные прогнозы на 24 ч. показывают хорошие оценки оправдываемости прогнозов метеорологических параметров: относительная ошибка геопотенциала

¹ ПСА – пограничный слой атмосферы

² NCEP – National Centers for Environmental Prediction (Национальный центр прогноза окружающей среды)

³ Средняя абсолютная ошибка прогноза

⁴ Средняя квадратичная ошибка прогноза

⁵ Средняя относительная ошибка прогноза

⁶ Средняя систематическая ошибка прогноза

изменяется от 0,4 до 0,67 на уровнях 1000–700 гПа. Относительные ошибки прогноза геопотенциала для классов ситуаций «с малоградиентными полями» и для «восточной периферии антициклонов» небольшие: 0,42–0,43; абсолютная ошибка прогноза температуры для указанных классов не превышает 2°C, что соответствует уровню 100% оправдываемости прогнозов. Относительная ошибка прогноза температуры на уровнях выше 1000 гПа изменяется в среднем от 0,4 до 0,7. Относительная ошибка прогноза для приземной температуры воздуха значительно выше и меняется от 0,8 до 1 и выше. Был проведен сравнительный анализ статистических оценок оправдываемости численных прогнозов геопотенциала с различными шагами сетки и для разных градаций фактической изменчивости. Для областей с шагом сетки 3 км все статистические характеристики оценок оправдываемости прогноза температуры и геопотенциала уменьшаются с уменьшением шага сетки для всех изобарических поверхностей. Наибольшие относительные ошибки прогноза геопотенциала наблюдаются для случаев с малой (0–10 м) и большой фактической изменчивостью (>40 м), что подтверждается и другими авторами [2].

Подготовленный вариант модели MM5 был использован для проведения расчетов формирования полей радиоактивных выпадений по региональной диффузионной модели переноса примеси в атмосфере LEDI [7]. Модель «LEDI» разработана для расчетов переноса примеси на расстояния до 1000 км от газоаэрозольного “точечного” источника с эффективной высотой выброса от 0 до 1500 м для различных его типов по длительности выброса (залповый, конечного времени действия, непрерывный). В модели используется сочетание лагранжевого и эйлерового подходов к моделированию распространения примеси (лагранжева траекторная модель переноса клуба примеси + уравнение турбулентной диффузии для описания дисперсии примеси внутри каждого клуба). Модель позволяет рассчитывать распространение примеси в нестационарных (вследствие суточного хода характеристик пограничного слоя атмосферы или изменений погоды) и горизонтально неоднородных метеорологических полях.

Модель адаптирована к использованию как данных прямых измерений метеорологической информации (в частности, данных радиозондирования атмосферы), так и данных расчетов численной модели прогноза погоды MM5. В последнем случае в качестве входных данных для LEDI используются результаты расчетов метеорологических параметров (3-хмерного поля скорости ветра, температуры воздуха, давления, атмосферных осадков, высоты пограничного слоя атмосферы, динамической скорости, масштаба Монино-Обухова), а также характеристики подстилающей поверхности (рельеф, значения параметра шероховатости подстилающей поверхности) из исходной для MM5 информации (данные TERRAIN).

Расчеты были проведены для нестационарных условий – выход и прохождение циклона по территории Украины с СЗ на ЮВ для случая гипотетической аварийной ситуации на Ровенской АЭС с использованием разных наборов метеоинформации (рис. 2):

- данных численного прогноза погоды по модели MM5- периодичность вывода прогностических данных для «LEDI» 1 ч.,
- данных службы Укргидромета (7 близлежащих станций) – периодичность поступления текущих данных для «LEDI» – 3 ч.
- данных станций ветрового зондирования (Шепетовка, Брест) – периодичность поступления текущих данных для «LEDI» – 12 ч.

Результаты показали, что при нестационарных синоптических процессах (прохождение фронта, конвективные явления и т.п.) использование только текущей

информации Гидрометцентра (рис. 2б, 2в) для прогнозирования радиоактивного загрязнения дает существенные ошибки даже в зоне АЭС (на расстоянии до 30 км.) В этом случае ошибка в определении направления распространения радиоактивного загрязнения может достигать 40-90 град. Использование данных численного прогноза погоды (с разрешением сетки 9 – 3 км и шагом вывода данных по времени 1 ч.) значительно улучшает прогноз развития радиационной обстановки в зоне ответственности АЭС. Положительный эффект от такого прогнозирования для данного расчета состоит в предупреждении и минимизации последствий радиационного облучения населения 60 пунктов, попавших в зону загрязнения.

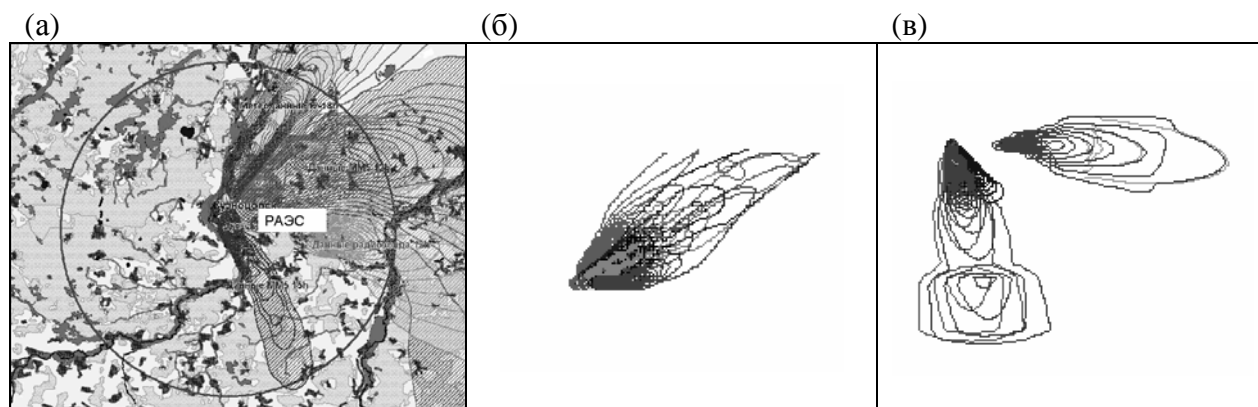


Рис. 2 – Сравнительная характеристика расчетов направлений выброса при разных метеоданных за период с 29.10.06. 13h по 29.10.06. 21h. (а) – по прогностическим данным модели MM5; (б) – по текущим данным метеостанций Украины; (в) – по текущим данным ветрового зондирования.

4 Выводы

1. Проведенные численные эксперименты с моделью MM5 и полученные предварительные оценки успешности прогнозов температуры и геопотенциала свидетельствуют о хорошем уровне прогноза барического поля и поля температуры в слое 1000-700 гПа. Ошибки прогноза температуры и ветра у земли близки среднему уровню.
2. Наиболее оптимальной метеорологической информацией для обеспечения региональных моделей атмосферного переноса загрязняющих веществ являются данные объективного анализа или результатов численного прогноза погоды, полученные с помощью соответствующих моделей национальных метеорологических служб (WRF, MM5, HIRLAM).
3. Необходимо продолжить численные эксперименты с моделью MM5 с подключением «модели поверхностного слоя земли» и выбором наиболее оптимальных схем параметризации пограничного слоя атмосферы для разных типовых и экстремальных синоптических ситуаций.

Литература

1. *Brown, R.B.* Soil Texture.SL29. Institute of Food and Agricultural Sciences, University of Florida. <http://edis.ifas.ufl.edu>.
2. *Багров А.Н.* Результаты сравнительной оценки успешности прогнозов элементов погоды на основе ряда отечественных и зарубежных моделей атмосферы различного масштаба. – Информационный сборник № 35, Гидрометцентр России.

3. Методические указания по проведению производственных (оперативных) испытаний новых и усовершенствованных методов гидрометеорологических и гелиографических прогнозов. РД 52.27.284–91 – Комитет гидрометеорологии при Кабинете Министров СССР, Москва, 1991, 150 с.
4. Методические указания: Регулирование выбросов при неблагоприятных метеорологических условиях. – РД 52.04.52–85. – Л.: Гидрометеоиздат, 1987, 52 с.
5. Руководства по краткосрочным прогнозам погоды. Часть 1. – Ленинград, Гидрометеоиздат, 1986
6. Серия норм МАГАТЭ по безопасности № NS–G–3.2 Рассеяние радиоактивных материалов в воздухе и воде и учет распределения населения при оценке площадки для атомных электростанций. <http://www-pub.iaea.org>.
7. *Талерко Н.Н., Гаргер Е.К.* Оценки первичного выброса из аварийного блока ЧАЭС с помощью моделирования атмосферного переноса (обзор). – Проблемы безопасности атомных электростанций и Чернобыля, 2006, Вып. 6, с. 80–90.
8. *Шеин Е.В., Капинос В.А.* Сборник задач по физике почв. – М.: Изд-во МГУ, 1994, 79 с.

Use of numerical weather model «mm5» for meteorological maintenance of emergency responsibility system on the npp

Abstract. *Adaptation of an open numerical weather model MM5 to geographical conditions of Ukraine is executed and the preliminary estimation of success forecasting of spatial pressure and temperature fields is analyzed for Ukraine territory and areas of nuclear power plants. Interaction of model MM5 and diffusion model “LEDI” provides necessary operational efficiency in an estimation of distribution of radioactive emissions from the nuclear power plant.*

Keywords: *numerical forecast, adaptation, success of forecasting, modeling, emergency.*

B. Grisogono, Prof., Sc.D.

Department of Geophysics, Faculty of Science & Mathematics, University of Zagreb, Croatia

A GENERALIZED “Z-LESS” MIXING LENGTH-SCALE FOR STABLE ATMOSPHERIC BOUNDARY LAYERS

Abstract. *Recent research suggests that the evolution of the stable ABL is still poorly understood. Certain advances in theory and modeling of the stable ABL (SABL) are assessed. Inclined strongly SABL is addressed. We show that a relatively thin and strongly SABL, as recently modeled using an improved “z-less” mixing length, can be successfully treated; the result is quietly extended to other types of SABL. Finally, a generalized “z-less” mixing length is proposed.*

Keywords: *katabatic flow, Monin-Obukhov length, numerical modelling, parameterization, Prandtl number, Richardson numbers, stratified turbulence, very stable boundary layer*

1 Introduction

The atmospheric boundary layer (ABL) is an intra- and inter-layer between various underlying surfaces, on one side (e.g., inclined terrain, urban areas, sea), and the rest of the atmosphere above. Mainly depending on forcing of the ABL, one often distinguishes various types of convective ABLs on one side, and stably stratified ABLs, i.e. the SABLs, on the other side. The focus of this study is on the very (or strongly) SABL, i.e. the VSABL [1,2,5,7,8,10] where progressively smaller eddies still play important roles in the overall behavior of the layer. On the contrary, in the typical CABL only the largest eddies determine most of characteristics of the CABL's turbulent flow and its internal evolution; most of the dynamics pertaining to the CABL can be successfully treated via various Richardson numbers.

Going back to the SABL, small eddies governing the VSABL are difficult to measure, in order to provide statistically reliable higher-order moments (fluxes, etc.); these small eddies may be generated by a multitude of physically different processes. The corresponding turbulent structures and overall behavior of the VSABL are under complex influences emerging from strong near-surface temperature inversions, possible low-level jets (LLJ), wind meandering, unsteadiness, surface fluxes, internal boundary layers and roughness changes, buoyancy waves, etc. These features strongly affect the VSABL and thus determine its turbulence properties; hence, there are also a few types of the VSABL. Almost needless to say, the VSABL is still not well understood today [4,7,8,9,10]. Its nature, i.e. basic dynamics, physics and overall evolution are often unknown. Loosely speaking, one deals in the VSABL with the vertical scales between a few tens to a few hundreds of meters, and quasi-horizontal and temporal scales of a few kilometres and a few minutes to a several hours, respectively.

Current resolutions in numerical weather prediction (NWP), air-chemistry and climate models are still insufficient to simulate, or even emulate, bulk properties of the VSABL (which is usually thin, say, less than 100 m in its depth). Thus, we cannot learn much about the VSABL from the existing state-of-the-art numerical models either. Our current knowledge about the VSABL, and its necessary inclusion into appropriate turbulence parameterizations in NWP and the related models, is still sparse and hardly adequate. For instance, the SABL as simulated in current NWP and climate models are usually much too deep [4,9]. All these points mentioned hint the aim of this paper, which is to shed some light on a type of VSABL, and then to try to extend it, at least partially, to a broader array of VSABL flow types.

A few particular questions are to be discussed here related to the VSABL and its stratified turbulence. The focus is on the so-called “z-less” mixing length-scale, which is the relevant turbulent local mixing length above the surface layer for parameterizing the related turbulent processes. The (strongly) stable layer may be extremely thin or even non-existent in a particular VSABL [2,4,5,6,7]. One of the role models for the VSABL is the one that is driven katabatically against a calm and stably stratified background atmosphere [1,2,5,6]; this will be one of our starting points in this study. Another kind of the VSABL, still poorly understood today, is e.g. that under weak-wind strongly-stable conditions [8]. The former VSABL type, i.e., shallow katabatic flow, may often be addressed via calibrated (modified) Prandtl model [4,5,6]. In a world of ever refining resolution of NWP, climate and air-chemistry models, there are progressively lesser areas with purely horizontal land surfaces; this lends additional credibility and perspective for the modified Prandtl model as it will be done here. Pragmatic improvements to be recommended here should eventually help in preventing NWP and air-chemistry models’ difficulties related to frictional decoupling and/or runaway cooling [2,4,5,9]. The latter problems are typically fixed, i.e. loosely alleviated in many current numerical models, by simply allowing for an excessive vertical diffusion in the models. In this way, being over-diffusive, the models still serve many of their main purposes (e.g. apparently simulating baroclinic instability in a proper way, filling cyclones faithfully, etc.) while erroneous SABL fields might be largely fixed retrospectively, via some sort of post-processing. Of course, this is a physically incorrect way, lacking the basic knowledge about the VSABL, and it will be shortly demonstrated and surpassed here.

This study continues on a few other recent works of the author, colleagues and the collaborators [4,8,9,10]. Its raw material (not as a whole) was presented at conference in Odessa, 2008, <http://www.conf.osenu.org.ua/>, dedicated to the memory of L.N. Gutman, the father of theoretical mesoscale meteorology. Some of the overall material presented there has been partially published [4], some of the results, such as e.g. a generalized “z-less” mixing length-scale, that was conceived at the conference, is a new result that has not been previously published.

2 Recently improved mixing length for the SABL

In a very recent study two very different models were successfully deployed in concert in order to improve and tune a “z-less” mixing length-scale in one of the models [4]. One is MIUU mesoscale model, i.e. a 3D fully nonlinear numerical model with a reliable higher-order turbulence parameterization scheme; a detailed explanation of the model is given in e.g. [3]. Another model is a basically analytical 1D model, arguably weakly nonlinear, with a prescribed gradually varying vertical eddy diffusivity/conductivity profile, i.e. the modified Prandtl model [5,6]. The “z-less” length mentioned, defined as a local quantity, has become [4]:

$$l_{STAB} = \min \left[a \frac{(TKE)^{1/2}}{N}, b \frac{(TKE)^{1/2}}{\$} \right], \quad (1)$$

where the symbols have their usual meaning: TKE is turbulent kinetic energy, N and $\$$ are buoyancy and shearing frequency (from the absolute shear: $\$ = |S|$), respectively, $a \approx 0.5$ and $b = a/2$ – all for the gradient Richardson number $0 < Ri \leq 1$, $Ri = (N/S)^2$; otherwise, for $Ri > 1$, only the 1st term in (1) is kept. If (1) is applied for all $Ri > 0$, then the 1st term in (1)

will be valid only for $Ri \geq 4$, provided again $b = a/2$ (the validity goes in (1) as the square of a/b due to $Ri = (N/\$)^2$).

Let us plausibly define the weakly stratified SABL exhibiting everywhere $0 < Ri \ll \infty$ but usually $Ri \leq 1$, and the VSABL determined by its (sub)regions with $Ri \gg 1$. Figure 1 displays an over-diffusive SABL in a typical mesoscale numerical model (solid curves); the profiles are taken from [4], based on their Fig. 1, simulated by MIUU model. The solid curves in Fig. 1 are obtained by using only the 1st term in (1), which was one of defaults in MIUU model [3]. The dashed curves, shown on both panels in Fig. 1 for the downslope velocity U and potential temperature θ , respectively, represent the corresponding simulation with the problem alleviated; there (1) is fully deployed. The latter simulation (dashed) is a more trustful one because it also corresponds to another model, i.e. the calibrated analytic Prandtl model result [4,6]. Both models, MIUU and Prandtl, had been previously validated independently against various observations and theories. Hence, these models qualify as very useful tools independently for studying various types of SABL flows (their complexity, basic assumptions, etc.). The main input parameters and model setups are the following. A constantly sloped terrain of -2.2° is imposed under a windless stratified background atmosphere of $\Delta\theta/\Delta z = 5$ K/km with the surface potential temperature deficit of 6.5 K, $1.5 \text{ m} \leq z < 30 \text{ m}$ in the lowest 500 m of the atmosphere. The others, less crucial input parameters, such as the relatively small roughness length, etc. are not listed here for brevity. These were used throughout the study unless stated otherwise explicitly; the other details are in [3] or [4].

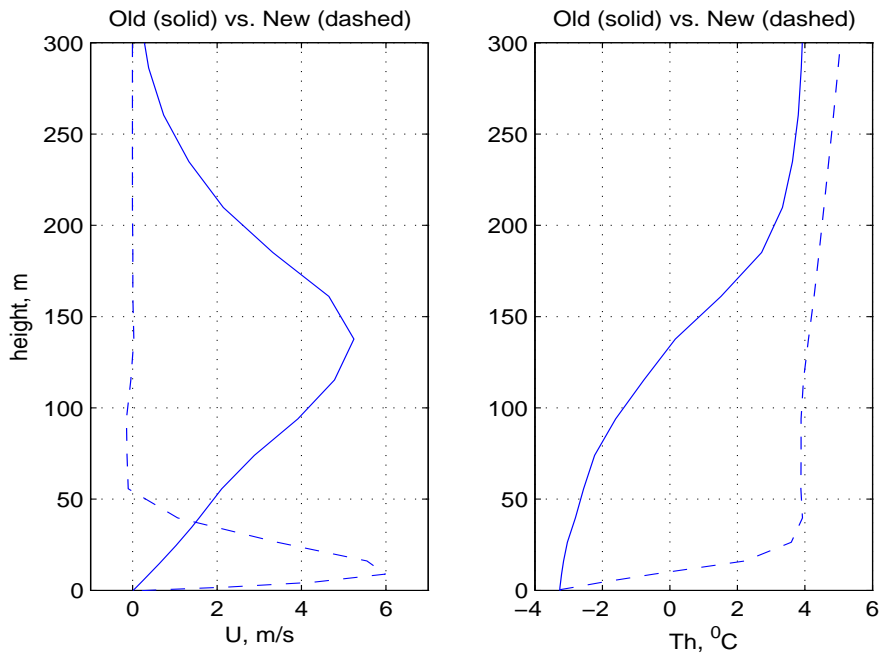


Fig. 1 – Two simulations of the same pure katabatic flow using two different parameterizations for the “z-less” mixing length in MIUU model [3,4]. The profiles of the downslope wind component U (left) and potential temperature θ (right), are shown averaged over 24 h. Over-diffusive SABL (solid) consists of an elevated LLJ and a capping inversion spread over the lowest 150–200 m. Using a recently proposed “z-less” mixing length (1), with TKE and wind shear, the SABL becomes much thinner (dashed) as expected from the theory of Prandtl.

While the over-diffusive SABL modeled, Figure 1 (solid) is much too deep, its properly modeled behavior, i.e. the VSABL (dashed), is in agreement with the calibrated Prandtl [4,6]. From a technical point of view, it is also numerically and physically stable (e.g. it does not show a sign of frictional decoupling it can reproduce diurnal cycle, etc.). It is expected that (1) ought to improve simulations for other types of SABL flows too, simply because the overall turbulence scheme deployed, a higher-order one, so called level 2.5 [2,3,4,9,10], is slope insensitive. In other words, this scheme a priori does not care whether a particular flow is katabatic (corresponding to various inclining underlying surfaces) or not. To add a point of conclusion, since the wind and its shear are, in overall, more variable than buoyancy frequency in the atmosphere, it makes much sense to deploy (1) fully, instead of only its 1st term relating the mixing length to Ozmidov length only. Once again, the basic advantage of using (1), see Fig. 1, is the prevention (dashed) of the over-diffusion of the SABL in time and height.

Next, we expand the formulation given in (1) by deriving a new generalized local mixing length-scale, then we compare it to the existing suitable mixing length-scales. In this way, we extend our most recent work about modeling of the SABL [4].

3 Generalized “z-less” mixing length

Before we proceed with further analyzing the mesoscale model simulations, we first introduce a new generalized “z-less” mixing length-scale for the SABL (and VSABL in particular) flows. This new mixing length will be derived from a simplified *TKE* equation, i.e. it will be not heuristically obtained from e.g. scaling or dimensional arguments. This proposal is a generalization of (1). Begin with the prognostic equation for *TKE* under the usual simplifying conditions: horizontal homogeneity, Boussinesq and the absence of mean vertical motions, i.e.:

$$\frac{\partial(TKE)}{\partial t} = -\overline{u'w'} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} + \frac{g}{\theta} \overline{w'\theta'} - \frac{\partial}{\partial z} \left[\overline{w' \left(\frac{p'}{\rho_0} + TKE \right)} \right] - \varepsilon, \quad (2)$$

where the terms have their very typical meaning. Namely, the local rate of change of *TKE* on the LHS of (2) is balanced by the shear production, buoyant destruction, transport (redistribution-like) due to pressure- and turbulence-correlations and viscous dissipation, respectively. Assuming flow steadiness, and neglecting transport terms in the squared brackets, we parameterize the momentum and heat fluxes in (2) as $K_m \mathcal{S}$ and $K_h \mathcal{S}$, where K_m and K_h are eddy diffusivity and conductivity, respectively. Finally, the last term in (2) is parameterized as $\varepsilon = b(TKE)^{3/2} / \Lambda$, where b is an empirical constant and Λ is a new mixing length-scale replacing l_{STAB} from (1). Under these simplifications (2) yields:

$$0 = K_m \mathcal{S}^2 - K_h N^2 - \frac{b}{\Lambda} (TKE)^{3/2}, \quad (3)$$

where the buoyant destruction and viscous dissipation, i.e. last two terms in (3), compete in spending *TKE* after its mechanical/shear production.

A simple 1st order closure assumes, from the absolute shear \mathcal{S} , that $K_m = a_1 \Lambda^2 \mathcal{S}$ and $K_h = a_1 \Lambda^2 \mathcal{S} / \text{Pr}$; a_1 is a model constant and Pr is turbulent Prandtl number; typically $\text{Pr} \geq 1$

in the SABL [5,6,10]. An advanced and probably better parameterization, i.e. a higher-order closure, may take a form as $K_m = a_2 \Lambda (TKE)^{1/2}$ and $K_h = a_2 \Lambda (TKE)^{1/2} / \text{Pr}$. When plugged in (3), the corresponding $\Lambda_{1,2}$ becomes:

$$\Lambda_{1,2} = c_{1,2} \frac{(TKE)^{1/2}}{\$(1 - \text{Ri}/\text{Pr})^{1/(3,2)}}, \quad (4)$$

with $c_{1,2}$ being appropriate coefficients obtained from b , a_1 or a_2 , respectively ($c_1 = (b/a_1)^{1/3}$, $c_2 = (b/a_2)^{1/2}$), the root exponent in the denominator in (4) is either 1/3 or 1/2, for the 1st or the higher-order closure, respectively. Note that TKE is typically forecasted in higher-order closures; meanwhile, in 1st order schemes it may be only diagnosed. Now including a very important recent finding about the SABL

$$\text{Pr} \approx 0.8 + 5\text{Ri}, \quad (5)$$

from [10] into (4), its denominator is justifiably expanded into binomial series because for the SABL (5) yields $\max(\text{Ri}/\text{Pr}) \leq 0.2$. Thus, the newly proposed “z-less” mixing length-scale is approximately

$$\Lambda_{1,2} \approx c_{1,2} \frac{(TKE)^{1/2}}{\$} \left(1 + \frac{\text{Ri}}{(3,2)\text{Pr}} \right), \quad (6)$$

which is a modification of (1); again, the indices correspond straightforwardly to those in (4), i.e. $\Lambda_{1,2}$ to $c_{1,2}$ relating to the 2nd term in the brackets to $\text{Ri}/(3\text{Pr})$ or $\text{Ri}/(2\text{Pr})$, respectively. Note that there is a whole class of the alike parameterizations, i.e. between 1st and 2nd order closures, allowing for the same basic formulation (6), namely, $\Lambda \sim (TKE)^{1/2} / \$$.

For K_m and K_h parameterized in (3) as e.g. $K_m = a_3 (TKE/N)$ and $K_h = a_3 TKE / (\text{Pr} N)$, which also makes much sense for the VSABL, instead of (4), we end up with

$$\Lambda_3 = c_3 \frac{(TKE)^{1/2}}{\$} \frac{\text{Ri}^{1/2}}{(1 - \text{Ri}/\text{Pr})}, \quad (7)$$

where c_3 is obtained in the same manner as $c_{1,2}$ ($c_3 = b/a_3$). Since (5) allows a binomial series of the denominator, like in (6) and again based on the smallness of the ratio Ri/Pr as in (5), one may also expand (7). We conclude that most of meaningful parameterizations between 1st and 2nd order turbulence closure schemes for the VSABL are well treated with a “z-less” mixing length scale of the type:

$$\Lambda = \text{const} \frac{(TKE)^{1/2}}{\$} f(\text{Ri}, \text{Pr}), \quad (8)$$

with $0 < const < 1$ and $f(Ri, Pr)$ as a simple function, or even a simpler series expansion, already given for two classes as $\approx 1 + Ri/(3Pr)$, or $\approx 1 + Ri/(2Pr)$; in the third case discussed this $f \approx (Ri)^{1/2}(1 + Ri/Pr)$. For both 1st order- and higher-order closure schemes, the respective single coefficient on the RHS of (8) is a priori known number from the respective definitions of eddy diffusivities in each particular NWP or climate model deployed.

Mesoscale models with advanced higher-order turbulence closure schemes, as e.g. MIUU model [3,9], typically have a multiple choices for obtaining eddy diffusivity and conductivity under stable conditions; meanwhile, a suitable set of options and entering coefficients is already accommodated implicitly with the proposed Λ . Nonetheless, any combination of the parameterizations discussed end up with (8), i.e. $\Lambda \sim (TKE)^{1/2}/\$$. This is provided by the systematic reduction of TKE, (2) to (3), which yields the balance of three terms deployed for Λ . A test with MIUU model shows that Λ_2 from (6) behaves in accordance with the expectation, i.e. there is no distinguishable difference between the katabatic flow simulation already displayed using (1), and the one with (6), Fig. 2. It cannot be overstressed that the katabatic flow fields from MIUU model displayed in Fig. 2

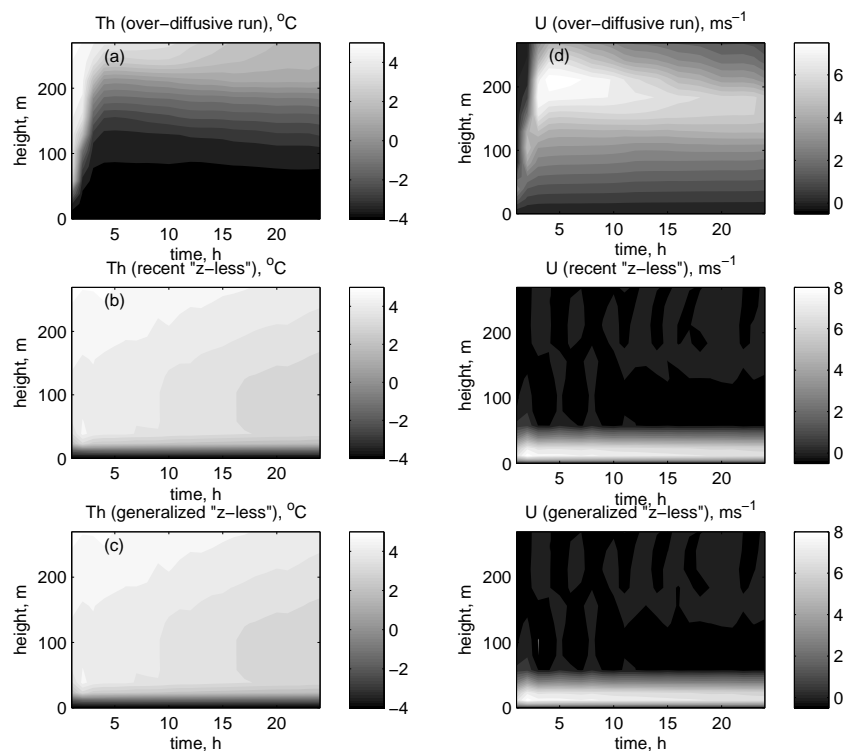


Fig. 2 – Left (a), (b), (c): potential temperature and right (d), (e), (f): downslope wind component, U , vs. time and height simulated using MIUU model. Details from Fig. 1, solid, are in the upper two panels (old, over-diffusive results); dashed, are in the middle two panels (recent, correct). In Fig. 1 these results were averaged in time. Lowest two panels (c), (f) are obtained using Λ_2 from (6); these results are almost undistinguishable from those in the middle, (b), (d), giving approval to the derivation of the generalized “z-less” mixing length Λ .

correspond very well to the calibrated Prandtl model [5]. Of course, all the fields modeled are coupled among themselves in the dynamically consistent way through the governing equations. The input parameter set assigned to MIUU model is: the Coriolis parameter, slope angle, surface potential temperature deficit and background temperature gradient $(f, \alpha, C, \Delta\theta/\Delta z) = (10^{-4} \text{ s}^{-1}, -2.2^\circ, -6.5^\circ \text{ C}, 5 \cdot 10^{-3} \text{ K}(\text{km})^{-1})$.

Top four panels in Fig. 2 show time–dependent details of the modeled flow; the time averaged fields were previously displayed in Fig. 1 for the motivation purpose. The lowest two panels, using the new generalized “z-less” mixing length from (6), correspond nicely to the recent result [4], two middle panels, thus giving the credentials to this study. The main lines of the corresponding discussion have been already presented. Next, we display a few additional flow fields from the same model run and organize them in the same fashion as in Fig. 2. Figure 3 shows across-slope wind component, V , left column (Fig. 3a to 3c), absolute air temperature, T , middle column, and the mixing length, Λ , right column. The upper panels correspond again to the old, over-diffusive run, the middle-row panels relate to our recent results [4] and the lowest panel pertains to the new, generalized result of this study.

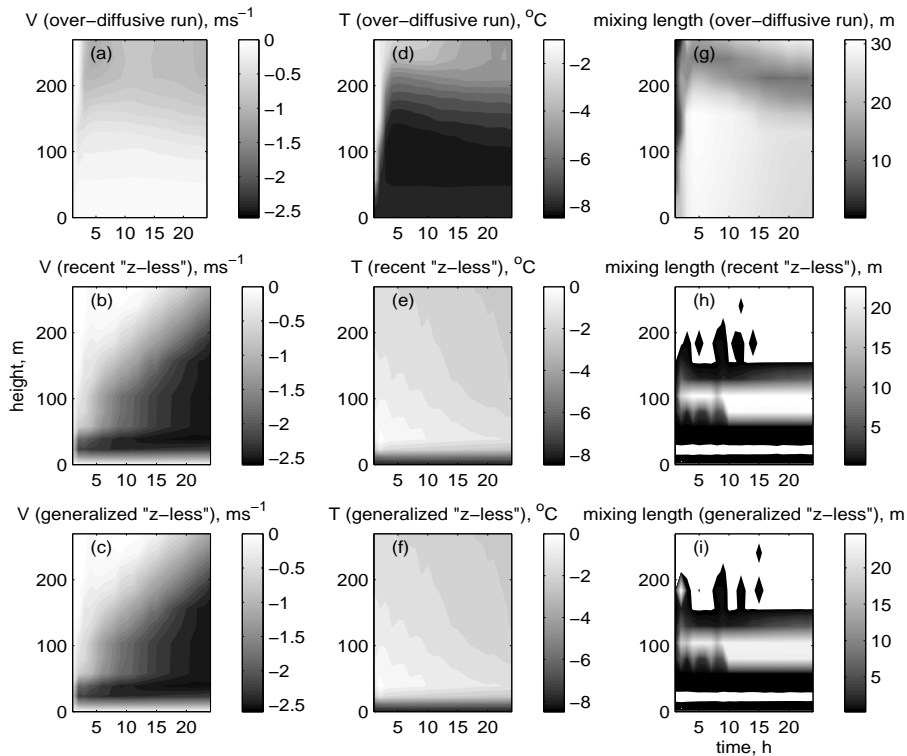


Fig. 3 – Same as Fig. 2 but now for the across-slope wind component V , left column, absolute air temperature, T , middle column, and the mixing length, Λ , right column. The middle row (b), (e), (h) is obtained with (1), as in [4]; the lowest three panels (c), (f), (i) are obtained using (6).

Simple katabatic flows, e.g. as those displayed here (Boussinesq, hydrostatic, quasi-1D, without large-scale pressure gradient, all for constant: surface potential temperature deficit, slope, and roughness), if sufficiently persistent, e.g. over long glaciers during the polar night, might generate permanent effects on the troposphere [6]. During persistent katabatic forcing, the across-slope wind component V is induced due to the Coriolis effect; V diffuses upwards without a well-defined spatio-temporal scale, Fig. 3b, 3c. This could affect, in principle, the

whole troposphere, all the way upward to the polar vortex (after ~ 180 days of polar night). Note that this gradual upward diffusion of the V -component is absent in the otherwise over-diffusive SABL, Fig. 3a, 3d and 3g. Although the temperature gradually decreases through the lowest few hundreds of meters of the adequately modeled VSABL, Fig. 3e and 3f, it never over-diffuses upward, as in Fig. 3d, but it remains strongly stratified through the lowest few tens of meters where the katabatic LLJ exists, Fig. 2e and 2f. This is accentuated by the significantly smaller corresponding mixing length scale using (1) and (6), Fig. 3h and 3i, respectively. At the nose of LLJ, i.e. at only 15 to 20 m above the surface, Fig. 2e and 2f, the mixing length is < 1 m, typically $\Lambda \sim 0.2$ m, Fig. 3h and 3i. The lower four panels in Fig. 2 and the lower six panels in Fig. 3 show that much stronger gradients occur within this VSABL modeled with (1) or (6), than with the old mixing length formulation using only the 1st term in (1), the uppermost panels in Fig. 2 and 3. Note that stronger gradients, sharper LLJ and shallower near-surface inversions are the usual characteristics of the katabatic type of VSABL flows [1,2,4,5,6]. There it is the LLJ and its shear that govern the turbulence properties, not e.g. a distance from the surface. Describing the VSABL with e.g. Blackadar type of the mixing length-scale will never be successful because of allowing for too much vertical mixing. Even a more sophisticated local length-scale, e.g. “z-less” length based or related to Ozmidov scale, like the 1st term of (1), will also often be wrong because of excluding the most relevant scale, i.e. the wind shear explicit effect.

A few remarks and side notes follow before the final conclusion. An enhanced Λ sensitivity to shear effects, which generate but also limit the turbulent eddies, (6) through (8), can be beneficial in sensing other, even non-local features of turbulence, such as transport and redistribution. While (6) through (8) might have difficulties in treating turbulent mixing for wind shear diminishing faster than $(TKE)^{1/2}$, occurring in some strongly-stratified weak-wind conditions, it remains to be checked if the newly proposed generalized “z-less” length-scale will lead some practical betterments in modeling VSABL. It seems that the latter type of VSABL is governed by mostly unknown physics [7,8]. Without suitable measurements there, yielding reliable statistics, we do not even know if the relatively weak turbulence in the weak-wind VSABL is transported or redistributed from elsewhere and then only partially destroyed in this VSABL. Other scenarios seem plausible too, vaguely relating to e.g. flow meandering, internal boundary layers, buoyancy waves (re)generation and modification or even alteration, etc. Almost needless to say, we must first understand these processes in order to model them properly, or at least to parameterize them adequately in our current mesoscale and climate models. These (mostly unknown) transports could be related to buoyancy-(infra-)sound waves, purely stochastic processes, anomalous (fractional) diffusion, etc.

3 Conclusion

A few aspects of the SABL are discussed in this work, the focus being on the numerical modeling and parameterization of turbulence in the SABL. The “classical” SABL is weakly stratified, i.e. $Ri \ll \infty$, usually, $0 < Ri \leq 1$, and it is typically modeled well nowadays [10]. However, strongly stable cases of the SABL, i.e. the VSABL, where typically $Ri \gg 1$, is generally not understood well [4,5,7,8,9,10]. Over-diffusive and too deep SABL flows in models are addressed; a newly proposed local, so called, generalized “z-less” mixing length scale apparently remedies a large part of the over-diffusion problems. A thin and relatively sharp VSABL flow regime is obtained using the new length-scale (8), giving almost the same result as a recently recommended (1), see [4]. The particular VSABL type modeled here is katabatic flow consisting of the LLJ imbedded into the near-surface inversion. Since the

turbulence parameterization scheme deployed [3,4] is slope insensitive, the betterment offered here is of a general nature (i.e. not only pertaining to katabatic flows); other tests are necessary, however. However, the improvement offered here may be extended to other types of SABL flows.

The newly proposed mixing length-scale, (6) through (8), explicitly includes the vertical shear of horizontal wind. It is basically given as $\Lambda \sim (TKE)^{1/2} / S$, derived from a few most recent works [4,9,10] indicating a few obvious shortcomings of the current turbulence parameterizations for the SABL and its turbulence effects as modeled in NWP, air-chemistry and climate models. This generalized “z-less” mixing length-scale, compatible with the recently offered length-scale (1), remains to be checked against measurements through suitable numerical simulations and various tests. Tentative simulations for pure katabatic flows using the newly proposed Λ_2 from (6) alternating with Λ_3 from (7) display promising results concurring with (1) in agreement with [4]. Hopefully, (6) or (8) would be soon tested and implemented in the current NWP and air-chemistry models, such as WRF, EMEP, etc.

Acknowledgements. This study was inspired by collaboration with Danijel Belušić, Sergej Zilitinkevich, Leif Enger, Thorsten Mauritsen and Larry Mahrt. Apparently, some similar results to those presented here were hinted by some earlier works of L.N. Gutman and his collaborators a few decades ago; since that was mostly published in the Russian language, it would be very difficult for the author to put them in an appropriate perspective here. This is tacitly avoided here. This study was supported by EMEP4HR project No. 175183/S30 provided by the Research Council of Norway and by the Croatian Ministry of Science, Education & Sports, projects BORA No. 119-1193086-1311.

References

1. *Banta, R.M.* (2008) Stable-boundary-layer regimes from the perspective of the low-level jet. *Acta Geophysica*, 56, pp. 58–87.
2. *Cuxart, J. and M.A. Jiménez* (2007) Mixing processes in a nocturnal low-level jet, an LES study. *J. Atmos. Sci.*, 64, pp. 1666–1679.
3. *Enger, L. and B. Grisogono* (1998) The response of bora-type flow to sea surface temperature. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 124, pp. 1227–1244.
4. *Grisogono, B. and D. Belušić* (2009) Improving mixing length-scale for stable boundary layers. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 134, pp. 2185–2192.
5. *Grisogono, B., A. Jeričević and L. Kraljević* (2007) The low-level katabatic jet height versus Monin-Obukhov height. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 133, pp. 2133–2136.
6. *Kavčič, I. and B. Grisogono* (2007) Katabatic flow with Coriolis effect and gradually varying eddy diffusivity. *Boundary-Layer Meteorol.*, 125, pp. 377–387.
7. *Mahrt, L.* (2007) The influence of small-scale nonstationarity on the turbulent flux for stable stratification. *Bound.-Layer Meteorol.*, 125, pp. 245–264.
8. *Mahrt, L.* (2008) Bulk formulation of the surface fluxes extended to weak-wind stable conditions. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 134, pp. 1–10.
9. *Mauritsen, T., G. Svensson, S. Zilitinkevich, I. Esau, L. Enger and B. Grisogono* (2007) A total turbulent energy closure model for neutrally and stably stratified atmospheric boundary layers. *J. Atmos. Sci.*, 64, pp. 4113–4126.
10. *Zilitinkevich, S., T. Elperin, N. Kleorin, I. Rogachevskii, I. Essau, T. Mauritsen and M.W. Miles* (2008) Turbulence energetics in stably stratified geophysical flows: strong and weak mixing regimes. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 134, pp. 793–799.

Обобщенный путь смешения, не зависящий от координаты z , для устойчивого пограничного слоя атмосферы

Аннотация. В последних исследованиях утверждается, что эволюция устойчивого пограничного слоя атмосферы (ПСА) все еще недостаточно изучена. В данной статье дается оценка некоторым достижениям в теории и моделировании устойчивого ПСА. Рассматривается также устойчивый ПСА над наклонной подстилающей поверхностью. В настоящем исследовании показано, что при использовании уточненного пути смешения, не зависящего от координаты z , модель хорошо воспроизводит относительно тонкий и сильно устойчивый ПСА, а полученные результаты могут быть успешно распространены на другие типы устойчивого ПСА. В работе также предлагается обобщенный путь смешения, не зависящий от координаты z .

Ключевые слова: кatabатическое течение, длина Монина–Обухова, численное моделирование, параметризация, число Прандтля, числа Ричардсона, стратифицированная турбулентность, сильно устойчивый ПСА.

S.–E. Gryning¹, Sc.D., E. Batchvarova², Sc.D., H. Soegaard³, Prof., Sc.D.

¹*Risø National Laboratory DTU, Roskilde Denmark*

²*National Institute of Meteorology and Hydrology, Sofia, Bulgaria*

³*Institute of Geography and Geology, University of Copenhagen, Denmark*

UPSCALING OF MESOSCALE CO₂ FLUXES IN THE CONVECTIVE BOUNDARY LAYER

Abstract. *A method based on the evolution of the height of the convective boundary layer that has been successfully used for aggregation of sensible heat and momentum fluxes is here applied for aggregation of CO₂ fluxes over Zealand in Denmark. Inputs for the method are vertical profile measurements of CO₂ concentrations, standard measurements of the CO₂ concentration near the ground and successive radio-soundings. The aggregated fluxes of CO₂ represent a combination of agricultural and forest surface conditions.*

Keywords: *Aggregation of fluxes, CO₂, convective boundary layer, vertical profiles.*

1 Introduction

Neither the land nor the sea surface can be considered homogeneous with respect to fluxes of CO₂. The aggregation of CO₂ fluxes over sea and land surfaces is a critical factor when setting up the budget of the sources and sinks of carbon as done in i. e. the context of climate research and integrated assessment models for the environmental status of the sea and land (e. g. [1]). In meteorological models, the individual horizontal grid cells often enclose regions of pronounced inhomogeneities: over land in the vegetation and over the sea in the differential pressure of CO₂ between the air and the sea caused by i. e. biological activity. The estimation of the spatially integrated fluxes is therefore a central issue in a large number of scientific, practical and even political assessments of the role of CO₂ emissions for our present and future climate and environment. A method based on the evolution of the convective boundary layer were suggested by [5] and [3] for aggregation of sensible heat and momentum fluxes over inhomogeneous terrain. Here the method is extended for the aggregation of CO₂ fluxes.

2 Mass balance for CO₂

The aggregated flux of CO₂ can be derived from a mass budget for CO₂. The budget is derived from the surface to the top of the atmospheric boundary layer. The method takes into account the entrainment of air above the boundary layer caused by the growth of the boundary layer, as well as the effect of subsidence and the uptake of CO₂ by the vegetation at the ground. Following [6] and [4] the mass balance reads:

$$h \frac{d\chi_b}{dt} = F_s + (\chi_u - \chi_b) \left(\frac{dh}{dt} - w_s \right) \quad (1)$$

I
II
III
IV

where χ is the scalar concentration, F_s is the scalar flux to the surface (positive upward), h is the height of the boundary layer, and w_s is the large scale vertical velocity at the top of the

boundary layer caused by convergence or divergence in the large scale flow field. During synoptic high pressure conditions, w_s is negative corresponding to downward motion or subsidence. Subscript b denotes a quantity within the boundary layer, u a quantity in the free air above the boundary layer. The first term in Equation (1), I, represents the change of mass inside the boundary layer. Term II accounts for the uptake of CO₂ by the vegetation. Term III models the entrainment of CO₂ from air from above the boundary layer caused by the growth of the boundary layer and term IV the effect on the mass budget due to subsidence. Equation (1) can be written as:

$$\frac{d(h\chi)}{dt} = F_s + \chi_u \frac{dh}{dt} - (\chi_u - \chi_b)w_s \quad (2)$$

and reads in discrete form with t_1 and t_2 marking the beginning and end of a time interval:

$$\frac{h_2\chi_{b2} - h_1\chi_{b1}}{t_2 - t_1} = F_s + \chi_u \frac{h_2 - h_1}{t_2 - t_1} - (\chi_u - \chi_b)w_s. \quad (3)$$

Further it can be written as

$$h_1\chi_{b1} = h_2\chi_{b2} - (h_2 - h_1)\chi_u + (\chi_u - \chi_b)(t_2 - t_1)w_s - F_s(t_2 - t_1). \quad (4)$$

Solving for the flux F_s it reads:

$$F_s = \frac{h_1(\chi_u - \chi_{b1}) - h_2(\chi_u - \chi_{b2}) + (\chi_u - \chi_b)w_s(t_2 - t_1)}{t_2 - t_1}. \quad (5)$$

The equation, however, does not consider the decrease of air pressure as function of height. The effect can be accounted for by introducing the molar density of air ρ (mol m⁻³) and the CO₂ mixing ratio C ($\mu\text{mol} \cdot \text{mol}^{-1}$):

$$F_s = \frac{h_1\rho_{b1}(C_u - C_{b1}) - h_2\rho_{b2}(C_u - C_{b2}) + \rho_u w_s (C_u - C_b)(t_2 - t_1)}{t_2 - t_1} \quad (6)$$

3 Measurements

Micrometeorological measurements including fluxes and concentration of CO₂ were carried out over an agricultural site near Risø (RIMI) and over a beech forest in the centre of Zealand (Lille Bøgeskov). These monitoring stations are part of the CarboEurope network. Figure 1 shows the location of the sites. During an intensive measuring campaign 12-13 June 2006 the measurements were extended with profiles of CO₂ carried out by a research airplane and temperature and wind speed by frequent radio-soundings.

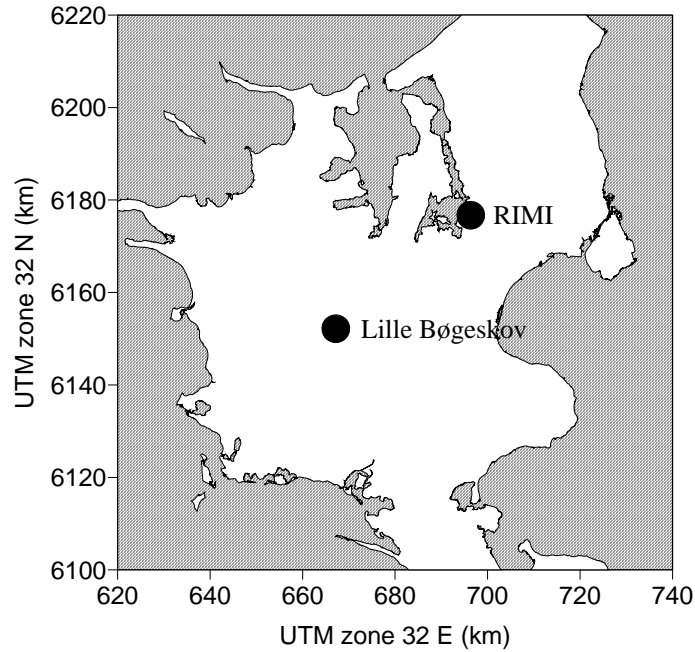


Fig. 1 – The position of the two measuring sites on the island of Sealand, Denmark; RIMI (agricultural) and Lille Bøgeskov (deciduous forest).

The meteorological conditions during the experiment were typical for a well developed large scale high pressure system, low wind speed from varying directions, a cloud free sky and strong insolation resulting in flux around noon of $\approx 200 \text{ Wm}^{-2}$ for the sensible heat and exceeding 300 Wm^{-2} for the latent heat, Fig. 2. In the afternoon the temperature went beyond 25°C . Such conditions give rise to a considerable growth of the boundary layer and are characterized by negligible advection. They are very favorable for the use of budget methods based on the evolution of the convective boundary layer.

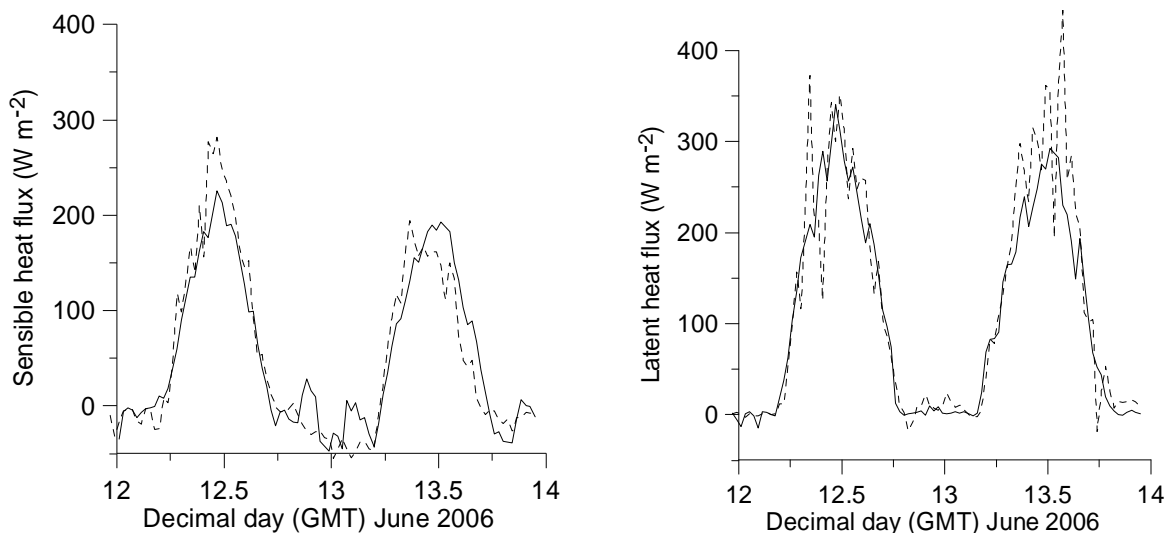


Fig. 2 – Illustration of the sensible and latent heat fluxes on 12 and 13 June 2006 at RIMI.

In order to derive the aggregated flux of CO_2 to the surface from Eq. (1) the development of the boundary layer, the vertical velocity w_s of the air as well as the

concentration of CO₂ above the boundary layer, and the concentration of CO₂ near the ground should be known as function of time.

The height of the boundary layer at the RIMI site was determined by simultaneously considering several parameters in the radiosonde profile such as jumps in the temperature, wind-direction, wind-speed and humidity. Interpolation of the height of the boundary layer was performed by use of a formula for the height of the boundary layer (for details see [2] and [5]).

The measured and interpolated heights of the boundary layer are illustrated in Fig. 3.

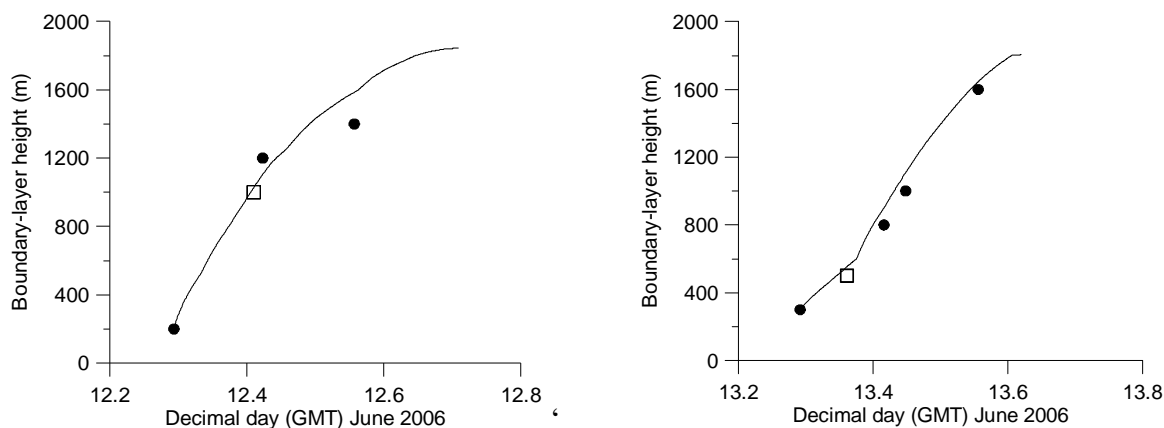


Fig. 3 – Interpolated height of the boundary layer on 12 and 13 June 2006. Radiosonde measurements are shown as bullets, airplane measurements by squares. Left panel 12 June and right panel 13 June 2006.

The height of the atmospheric boundary layer can also be detected in the vertical profiles of the CO₂ concentrations that were measured by the airplane, Fig. 4. On both days it can be seen that the CO₂ concentration inside the boundary layer is about 365 ppm and approximately constant with height. On 12 June a jump of 5 ppm in the CO₂ concentration

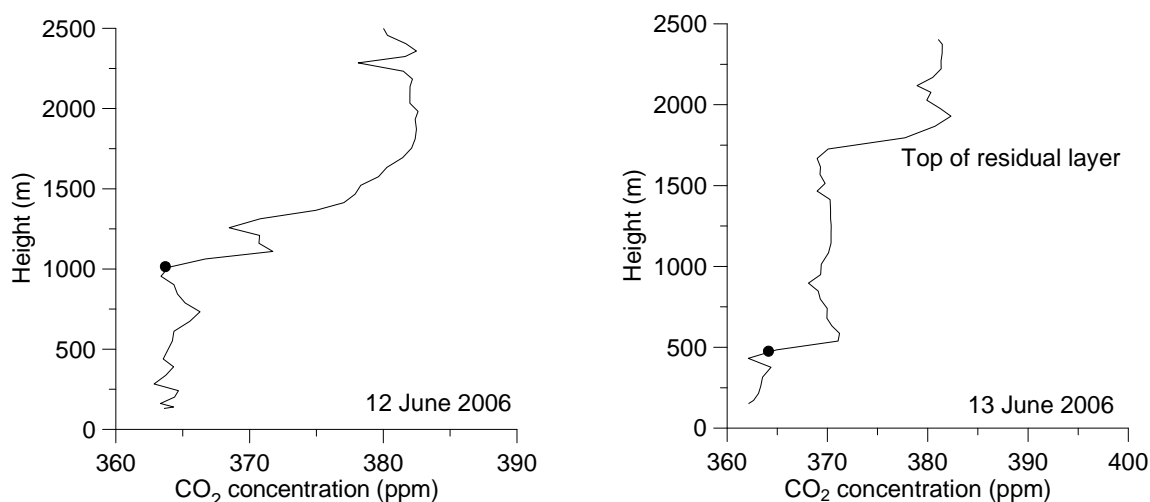


Fig. 4 – Profiles measured by the aircraft near the RIMI site of CO₂ concentration on 12 June at 09:50 and 13 June at 08:40 GMT. The height of the boundary layer is shown by a bullet, it is estimated to be 1000 and 500 meters respectively. Left panel 12 June and right panel 13 June 2006.

at 500 meters height marks the top of the growing boundary layer. On 13 June a jump in the CO₂ concentration at 1000 meters indicates the top of the boundary layer. It can be seen that the next jump takes place at about 1700 m which marks the top of the residual layer (top of boundary layer from the foregoing day). Above the residual layer the CO₂ concentration is about 380 ppm. The smaller concentration inside the boundary layer is caused by uptake of CO₂ by the vegetation. The boundary layer heights on both days are in agreement with the estimate from the radiosonde measurements, Figure 3.

4 Aggregated CO₂ fluxes

Using the above parameters the aggregated fluxes were determined by Equation (2). The results are shown below, Figure 5.

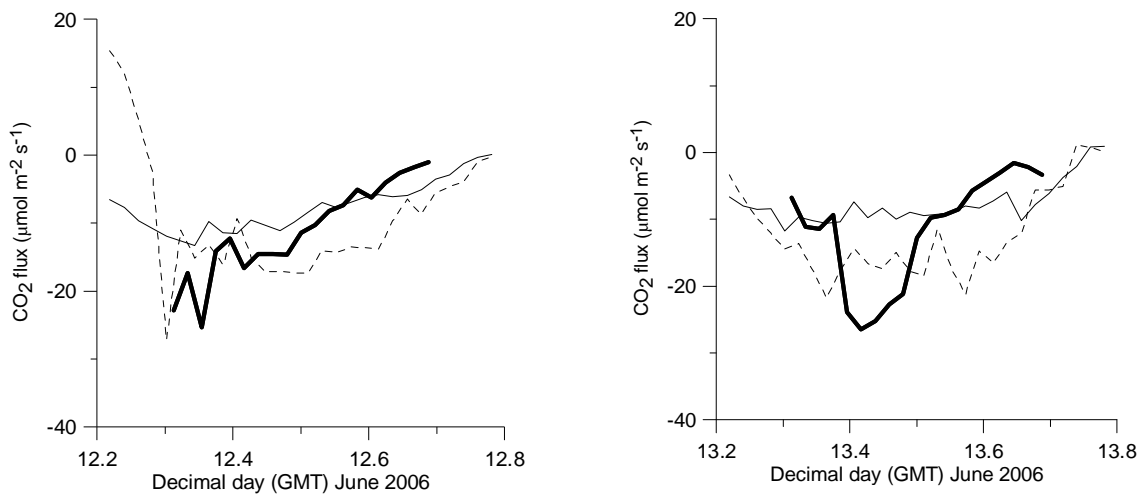


Fig. 5 – Measured CO₂ fluxes near the surface at RIMI/wheat (thin solid line), Lille Bøgeskov/deciduous forest (thin dashed line), and the regional CO₂ fluxes from the boundary layer method (thick solid line). Left panel 12 June and right panel 13 June 2006.

It can be seen that the aggregated flux of CO₂ in broad terms follows the behavior of the flux of CO₂ measured at RIMI (wheat) and Lille Bøgeskov (deciduous forest). It is promising to see that the aggregated flux is comparable not only in size but also in the general diurnal (daytime) cycle of CO₂ fluxes at RIMI and Lille Bøgeskov. It can be noticed from Figure 5 that the integrated downward CO₂ flux over the beech forest during daytime is larger than over grassland indicating the important role of forest as a carbon sink.

5 Discussion

The required information for use of the boundary layer method is 1) measurements on the concentration of CO₂ at the surface, 2) vertical profiles of CO₂ concentration in order to estimate the jump in concentration at the top of the boundary layer, 3) information on the growth of the boundary layer.

Measurements of the CO₂ concentration are standard at many places. The jump of the CO₂ concentration at the top of the atmospheric boundary layer can be measured by airplanes, but the development of a CO₂ sensor that could be attached to a radiosonde and sensitive enough to measure the structure of the CO₂ profile would constitute a major scientific breakthrough for research in CO₂ aggregation. The growth of the boundary layer can be

obtained from wind speed and temperature profiles obtained by radio-soundings when they are performed frequently enough to provide a reasonable detailed structure of the development of the boundary layer. Alternatively data from remote sensing techniques can be used.

The method is applicable at meteorological conditions such that a convective boundary layer is well developed and advection is negligible. These conditions are typical for a large scale high pressure systems, where the heat fluxes are usually high resulting in a rapid growth of the boundary layer and a well defined top, the wind speeds are low from varying directions and consequently advection is generally negligible.

Acknowledgements. The study was supported by the Danish Research Agency (Sagsnr 21-04-0499). The work is related to activities of authors within COST728, COST732 and COST735.

References

1. *Baldocchi, D. and R. Valentini* (2004) Geographic and Temporal Variation of Carbon Exchange by Ecosystems and their Sensitivity to Environmental Perturbations. In C.B. Field and M.R. Raupach (eds). The Global Carbon Cycle, Scope 62. Island Press, pp. 295–316.
2. *Batchvarova, E. and S.-E. Gryning* (1991) Applied Model for the Growth of the Daytime Mixed Layer. *Boundary-Layer Meteorol.*, 56, pp. 261–274.
3. *Batchvarova, E., S.-E. Gryning, C.B. Hasager.* (2001) Regional fluxes of momentum and sensible heat over a sub-arctic landscape during late winter. *Boundary-Layer Meteorol.*, 99, pp. 489–507.
4. *Denmead, O.T., M.R. Raupach, F.X. Dunin, H.A. Cleugh and R. Leuning* (1996) Boundary layer budgets for regional estimates of a scalar. *Global Change Biol.*, 2, pp. 255–264.
5. *Gryning, S.E. and E. Batchvarova.* (1999) Regional Heat Flux over the NOPEX Area Estimated from the Evolution of the Mixed Layer. *Agric. For. Meteorol.*, 98–99, pp. 159–168.
6. *Levy, P.E., A. Grelle, A. Lindroth, M. Mölder, P.G. Jarvis, B. Kruijt and J.B. Moncrieff* (1999) Regional-scale CO₂ fluxes over central Sweden by a boundary layer budget method. *Agric. For. Meteorol.*, 98–99, pp. 169–180.

Уточнение расчетов мезомасштабных потоков CO₂ в конвективном пограничном слое атмосферы

Аннотация. Метод, основанный на учете эволюции высоты конвективного пограничного слоя атмосферы и успешно использованный для интеграции потоков импульса и тепла, в данной работе применяется для интеграции потоков CO₂ над островом Зеландия в Дании. Исходными данными для данного метода являются вертикальные профили измеренных концентраций CO₂, стандартная информация об измеренных концентрациях CO₂ вблизи поверхности земли и данные радиозондирования за последовательные сроки. Суммарные потоки CO₂ воспроизводят комбинированные условия, включающие условия над сельскохозяйственными угодьями и подстилающей поверхностью лесного массива.

Ключевые слова: интеграция потоков, CO₂, конвективный пограничный слой атмосферы, вертикальные профили.

K.V. Karelsky, Ph.D., A.S. Petrosyan, Prof., Sc.D., A.G. Slavin, Ph.D.

Space Research Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

FINITE-DIFFERENCE PRESENTATION OF THE CORIOLIS FORCE FOR FLOWS OF ROTATING SHALLOW WATER

Abstract. *In the given work the finite-difference presentation is proposed, that describes the Coriolis force in numerical Godunov-type methods for rotating shallow water flows. The finite-difference schemes are offered for simulating the flows, both on a smooth underlying surface, and for underlying surface of arbitrary profile. The Coriolis force effect is simulated by introducing the fictitious non-stationary boundary. For numerical approximation of source terms, caused by inhomogeneity of underlying surface and Coriolis force effect, the quasi-two-layer model of fluid flow over a stepwise boundary is applied, that takes into account hydrodynamic features. The calculations showing the efficiency of the proposed method are carried out.*

Keywords: *shallow water, rotation, Coriolis force, quasi-two-layer method, arbitrary underlying surface.*

1 Introduction

The Euler equations, which most completely describe the hydrodynamics of natural and laboratory flows of ideal fluid, are so complicated, that in the presence of a complex boundary, even under assumption of non-compressibility, barotropicity and the absence of rotation, they can not be numerically integrated in the problems with rather strong change of underlying surface geometry. The necessity of reducing the initial equations in a class of problems with free surface has compelled Stoker to construct the lower-order mathematical model that was later called the «shallow water» model. This action was stipulated by the fact, that the reduction was performed in the model by asymptotic expansion over a small parameter determined by the ratio of fluid depth to the characteristic linear value, under assumption of hydrostatic character of pressure distribution and weakness of horizontal velocities variation along the lines collinear to the vector of gravity. The obtained equations, in virtue of their nonlinearity and underlying surface complexity, also occurred to be rather complicated for constructing general analytical solutions. However, they can be successfully integrated numerically [1,10].

The main difficulty of numerical simulation of an inhomogeneous system of shallow water equations (SWE) consists in its non-divergence character determined by inhomogeneity of the right-hand side of the momentum conservation equations. The presence of a non-divergent term induces, from the physical point of view, highly nonlinear effects caused by stepwise change of hydrodynamic quantities in the areas of its sharp change. In studying small-scale natural flows under the shallow water approximation, where the Coriolis force effect is insignificant, the numerical methods have been developed and are being effectively used now. These methods were initially developed for solving the gas dynamics equations, since the shallow water equations for a horizontal bed are similar to the barotropic gas flows with the adiabatic index equal to two. The problem of numerical integration of SWE in the presence of underlying surface inhomogeneity (Saint-Venant's equations) is reduced, with some reservations, to a similar problem of gas flow in a converging nozzle [2].

The presence of well-developed and approved numerical techniques, along with repeatedly tested software implementation, made especially attractive the reduction of the solution of the problem on rotating "shallow water" over a smooth underlying surface to the solution of the problem on shallow water flows over a complex non-stationary boundary.

The possibility of simulating the shallow water by introducing the fictitious non-stationary boundary has been used for a long time for constructing numerical models in the geophysical hydrodynamics [1,8,9]. The fruitfulness of borrowing the methods, developed for complex underlying surfaces, in solving the problems with the Coriolis force, perhaps, cause no doubts in anybody. However, the influence of orography, obviously, directly results in the existence of underlying surface's work over the fluid flow, whereas the Coriolis force, by itself, can not commit any work. In this work we discuss the physical interpretation of aforementioned formal borrowing and analyze the boundaries of applicability of the given approach, in general, for splitting difference schemes. The main problem in constructing a splitting difference scheme consists in the necessity of statement and solution of a one-dimensional problem, which does not have any physical equivalent for finite time intervals. Unfortunately, the most obvious way of neglecting one of spatial coordinates does not solve the problem completely. Really, refusal from one of spatial variables in solution of an essentially two-dimensional problem, results in violating the momentum conservation law, which, in its turn, causes the necessity of introducing some fictitious work for compensating mentioned violations, in spite of all non-physical character of such a compensation.

In this work, for calculating the shallow water flows over an arbitrary surface in the Coriolis force presence, the modernized Godunov method is proposed, which is adapted to flow parameters. The proposed method belongs to the family of methods based on solution of the problem of breaking an arbitrary discontinuity. This method is based on successive solution of classical shallow water equations on a smooth plane by using the Godunov method with allowance for the vertical inhomogeneity of flow in calculating the flows through the boundaries of cells adjacent to stepwise boundaries. The accounting for the vertical inhomogeneity is provided by using the Riemann problem solution on a step based on the quasi-two-layer shallow water model developed in [4,5]. The distinctive feature of this model is separation of a studied flow into two layers in calculating flow quantities near each step, with improving the approximation of initial three-dimensional Euler's equations. The unambiguity of such a separation into two layers is provided by the uniqueness of solution of the Dirichlet problem for finding this boundary. Adapting to the flow parameters, this method allows one to take into account the features of fluid flow at each point of space and at any time instant.

The method proposed in the given work makes it possible to visually represent the features of a splitting approach to numerical simulation as a whole and, thus, provides physical considerations for updating the stability criteria in the finite-difference implementation. Within the framework of the proposed method, the structure of the solution inside the considered spatial-temporal region for the depth and one of components of the velocity vector becomes known, that allows one, under assumption of stability, to re-calculate the transversal velocity and, thus, to minimize the parasitic phenomena, which are caused mathematically by refusal from integration of the equation for the transversal component of a velocity vector, that induces, from the physical point of view, the non-compensated work of the Coriolis force inside a flow.

2 The Godunov method for the equations of rotating shallow water over an underlying surface of arbitrary profile within the framework of the quasi-two-layer approximation

Replacement of the terms, which are responsible for the Coriolis force effect:

$$g \frac{dk}{dx} = -fv, \quad g \frac{dk}{dy} = fu, \quad (1)$$

where g is the free falling acceleration, $u(x, y, t)$ is the averaged-over-depth horizontal component of velocity in the x direction, $v(x, y, t)$ is the averaged-over-depth horizontal component of velocity in the y direction, $f = 2\Omega \sin \phi$ is the Coriolis parameter, where $\Omega = 7.292 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ is the frequency of rotation of the Earth, ϕ is the fixed latitude.

The system of equations of rotating shallow water over an underlying surface of arbitrary profile $z = b(x, y)$, with regard replacement (1) are written as:

$$\begin{cases} \frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial(hu)}{\partial x} + \frac{\partial(hv)}{\partial y} = 0 \\ \frac{\partial(hu)}{\partial t} + \frac{\partial(hu^2 + gh^2/2)}{\partial x} + \frac{\partial huv}{\partial y} = -gh \frac{db}{dx} - gh \frac{dk}{dx}, \\ \frac{\partial(hv)}{\partial t} + \frac{\partial(hv^2 + gh^2/2)}{\partial y} + \frac{\partial hvu}{\partial x} = -gh \frac{db}{dy} - gh \frac{dk}{dy} \end{cases} \quad (2)$$

where $h(x, y, t)$ is the depth of fluid or gas. The influence of terms $-gh dk/dx$ and $-gh dk/dy$, as compared to the terms responsible for underlying surface, $-gh db/dx$ and $-gh db/dy$, at each time step is an order lower; therefore, for obtaining the adequate flow picture it is necessary to keep the calculation accuracy as corresponding to the minimum effects determined by the Coriolis force.

For constructing a grid, the effective boundary is approximated by the piece-constant function. Applying the integral conservation laws to each cell and supposing that on cell's boundary the values of all hydrodynamic parameters remain unchanged during the time step of integration, we obtain the difference scheme:

$$\begin{aligned} H_{x,y}^{t+1} &= H_{x,y}^t + \tau \times \left(\frac{H_{x-1/2,y}^t U_{x-1/2,y}^t - H_{x+1/2,y}^t U_{x+1/2,y}^t}{X} + \frac{H_{x,y-1/2}^t V_{x,y-1/2}^t - H_{x,y+1/2}^t V_{x,y+1/2}^t}{Y} \right), \quad (3) \\ U_{x,y}^{t+1} &= \tau \times \left(\frac{g \left(H_{x-1/2,y}^t + i_{sur} \times (B_{x,y} - B_{x-1,y}) + i_{cor} \times (K_{x,y} - K_{x-1,y}) \right)^2}{2} + H_{x-1/2,y}^t \left(U_{x-1/2,y}^t \right)^2 - \right. \\ &\quad \left. - \frac{g \left(H_{x+1/2,y}^t + i_{sur} \times (B_{x+1,y} - B_{x,y}) + i_{cor} \times (K_{x+1,y} - K_{x,y}) \right)^2}{2} - H_{x+1/2,y}^t \left(U_{x+1/2,y}^t \right)^2 \right) / X H_{x,y}^{t+1} + \\ &\quad + \tau \times \left(H_{x,y-1/2}^t U_{x,y-1/2}^t V_{x,y-1/2}^t - H_{x,y+1/2}^t U_{x,y+1/2}^t V_{x,y+1/2}^t \right) / Y H_{x,y}^{t+1} + \frac{H_{x,y}^t U_{x,y}^t}{H_{x,y}^{t+1}}, \end{aligned}$$

$$V_{x,y}^{t+1} = \tau \times \left(\frac{g \left(H_{x,y-1/2}^t + i_{sur} \times (B_{x,y} - B_{x,y-1}) + i_{cor} \times (K_{x,y} - K_{x,y-1}) \right)^2}{2} + H_{x,y-1/2}^t \left(U_{x,y-1/2}^t \right)^2 - \frac{g \left(H_{x,y+1/2}^t + i_{sur} \times (B_{x,y+1} - B_{x,y}) + i_{cor} \times (K_{x,y+1} - K_{x,y}) \right)^2}{2} - H_{x,y+1/2}^t \left(U_{x,y+1/2}^t \right)^2 \right) / YH_{x,y}^{t+1} + \tau \times \left(H_{x-1/2,y}^t U_{x-1/2,y}^t V_{x-1/2,y}^t - H_{x+1/2,y}^t U_{x+1/2,y}^t V_{x+1/2,y}^t \right) / XH_{x,y}^{t+1} + \frac{H_{x,y}^t V_{x,y}^t}{H_{x,y}^{t+1}}$$

where τ is a step in time, X and Y are steps in space $H_{x,y}$ – the depth of fluid, $(V_{x,y}, U_{x,y})$ – the velocity vector of fluid, $B_{x,y}$ – the height of underlying surface, and $K_{x,y}$ – the height of a fictitious boundary. Subscripts x, y designate the values of a function related to the center of masses of a cell with number (x, y) . Semi-subscripts $x \pm 1/2, y \pm 1/2$ designate the values of quantities at the boundary between cells with numbers $x, x \pm 1$, and $y, y \pm 1$, respectively. Superscript t designates the number of a step in time, f is the Coriolis parameter, i_{sur} and i_{cor} assume the values: either 0 – in the case of a negative drop of heights of an underlying surface and fictitious boundary, respectively, or 1 – in the case of positive drop. If the drop of heights is absent, the depths $H_{x \pm 1/2, y}^t, H_{x, y \pm 1/2}^t$ and velocities $U_{x \pm 1/2, y}^t, V_{x, y \pm 1/2}^t$ of fluids are calculated by the solution of the usual Riemann problem on a smooth plane, and difference scheme (3), identically transfer into the standard Godunov's difference scheme for the classical equations of shallow water over a smooth bed. In other case, the depths $H_{x \pm 1/2, y}^t, H_{x, y \pm 1/2}^t$ and velocities $U_{x \pm 1/2, y}^t, V_{x, y \pm 1/2}^t$ of fluids are calculated with the help of quasi-two-layer model [4,5].

3 Numerical simulation results

The quasi-two-layer method of the second order accuracy is applied for numerical modelling on space and time. Increase of accuracy order on space is reached by applying the piecewise-linear reconstruction to the distribution of functions value in a cell with the use of the minmod limiter (4) suggested for the first time by Kolgan [6] for the solutions of accuracy problems of Godunov type: methods in gas-dynamics:

$$W_x^t = \min \text{mod} \left(\frac{F_{x+1}^t - F_x^t}{\Delta x}, \frac{F_x^t - F_{x-1}^t}{\Delta x} \right), \text{ where } F_x^t \equiv \begin{pmatrix} H_x^t \\ U_x^t \\ V_x^t \end{pmatrix}, \alpha = 0.72. \quad (4)$$

$$\min \text{mod}(a, b) = \alpha \frac{1}{2} (\text{sign} a + \text{sign} b) \min(|a|, |b|)$$

The second order of accuracy on time is reached by application of two-step-by-step algorithm predictor – corrector. At a stage predictor there were found auxiliary values of required sizes for the whole step on time with the help of quasi-two-layer algorithm of the first order of the accuracy. These auxiliary values used for finding of values on an intermediate step on time by using arithmetic averaging with values of the previous time step.

On a step the corrector the given sizes is reconstructed on space: $F_x^{t+\frac{\tau}{2}} + \frac{1}{2}\Delta x W_x^t$,

$F_{x+1}^{t+\frac{\tau}{2}} - \frac{1}{2}\Delta x W_{x+1}^t$, accordingly at the left and at the right of the grid $x+1/2$. Next the values fluid variables on border of cells corresponding to an intermediate time layer are found. The rectangular grid of the size 200×10 cells is used.

The classical Rossby problem was simulated as the test one. The initial disturbance was

$$\text{considered: } \begin{cases} h(x, 0) = h_0 \\ u(x, 0) = 0 \\ v(x, 0) = Vv_{jet}(x) \end{cases}, \text{ where } h_0 \text{ is the initial depth of rest, } V \text{ is the characteristic}$$

scale of velocity, $v_{jet}(x)$ is the normalized profile, that is specified as follows:

$$v_{jet}(x) = \frac{(1 + \tanh(4x/L + 2))(1 - \tanh(4x/L - 2))}{(1 + \tanh(2))^2}.$$

The form of a profile is presented in Fig. 1, where L is the characteristic scale of disturbance. Characteristic parameters g, h_0, f were fixed. The characteristic scale of velocity V and the characteristic scale of disturbance L were calculated from two dimensionless parameters: the Rossby-Kibel (Ro) and Burgers (Bu) numbers:

$$\text{Ro} = \frac{V}{fL}, \quad \text{Bu} = \frac{R_d^2}{L^2}, \text{ where } R_d \text{ is the deformation radius: } R_d = \frac{\sqrt{gh_0}}{f}.$$

The characteristic time scale is specified by the following formula: $T_f = \frac{2\pi}{f}$. The results of evolution of depth h_0 , in the case of $\text{Ro} = 1, \text{Bu} = 0.25$, are presented below.

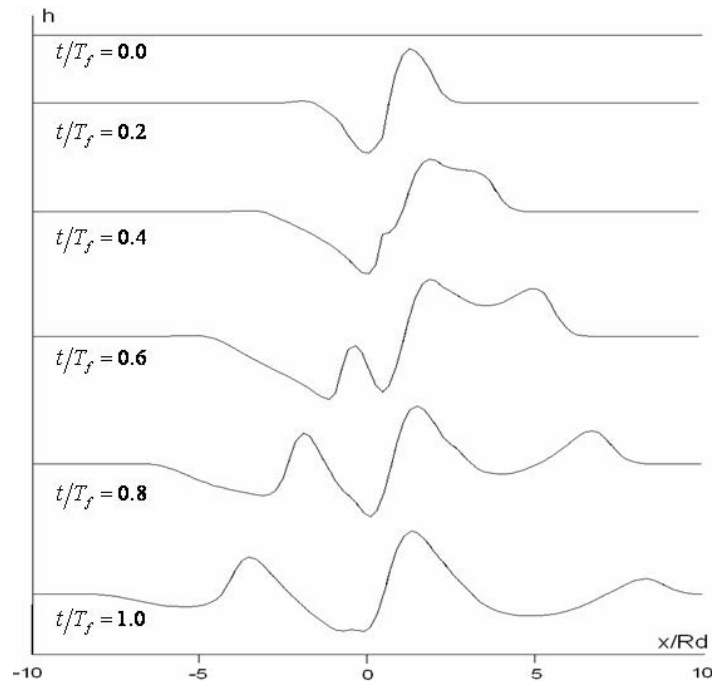


Fig. 1 – Evolution of acoustic–gravitational waves propagation, as a result of effect of the initial disturbance $Vv_{jet}(x)$ with using the quasi-two-layer method.

Figure 1 shows the evolution obtained by means of the quasi-two-layer model.

One can see good coincidence of characteristic peaks of running-away acoustic-gravitational waves and the central balanced part with results presented in paper [1]. This testifies to the efficiency of using the quasi-two-layer model in the description of large-scale geophysical phenomena.

Figure 2 shows the comparison of potential vorticity values at the initial ($t = 0T_f$) and final ($t = 16T_f$) time instants for the classical Rossby problem and $Ro = 1$, $Bu = 0.5$.

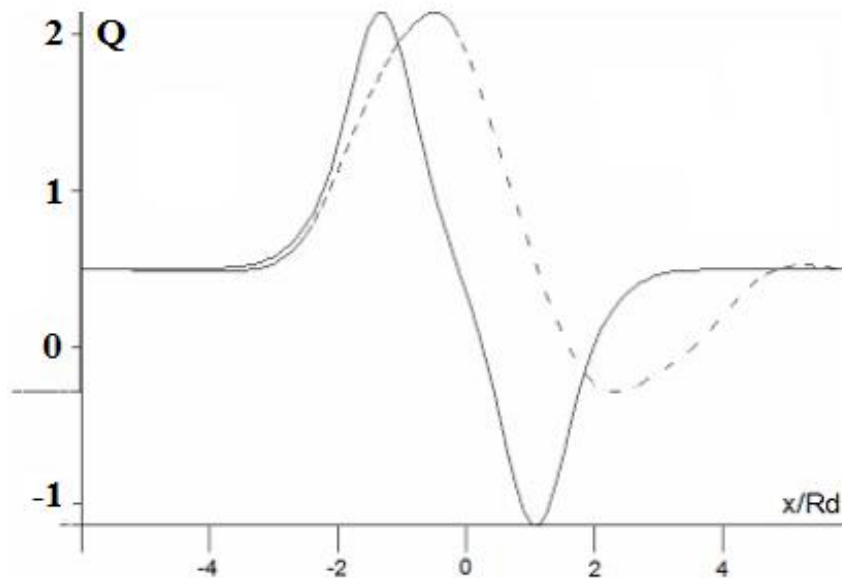


Fig. 2 – Potential vorticity at the initial (solid line, $t = 0T_f$) and final (dashed line, $t = 16T_f$) time instants.

One can see that the invariant Q – the potential vortex – conserves with time. Note that real time of the process equals 12 days, approximately. It is seen from presented plot that the maximum of a function is shifted to the anticyclonic region, and the minimum of the potential vorticity increases with time. The given results are determined by purely nonlinear effects and well agree with those obtained in paper [7].

Also for demonstrating the workability of the numerical method, the simulation of the shallow water flow, in the presence of Coriolis force, over the mountain-like underlying surface was carried out. Typical parameters of the problem were: the linear dimensions 10^6 by 10^6 m, the mountain height was $1,2 \cdot 10^3$ m, the fluid depth was $2 \cdot 10^3$ m. The initial wind parameters were: $u = 0$ m/s, $v = 20$ m/s. Numerical method used for calculations is Godunov-type method. The idea of Godunov-type methods consists in splitting the solution of a multi-dimensional problem into a set of sub-problems, which arise after dividing into cells the calculated domain, and writing down the relevant integral relations for all elements (cells), by means of which cubing was performed. Numerical grid used in test: 100 by 100 cells. As a result, the characteristic time of one revolution of a system as a whole was found to be 25 hours, which corresponds, to a sufficient accuracy, to the natural phenomenon (the characteristic time of one revolution of a system as a whole for the geophysical dynamics problems equals one day [3]). Figure 3 shows the flow evolution during 25 hours.

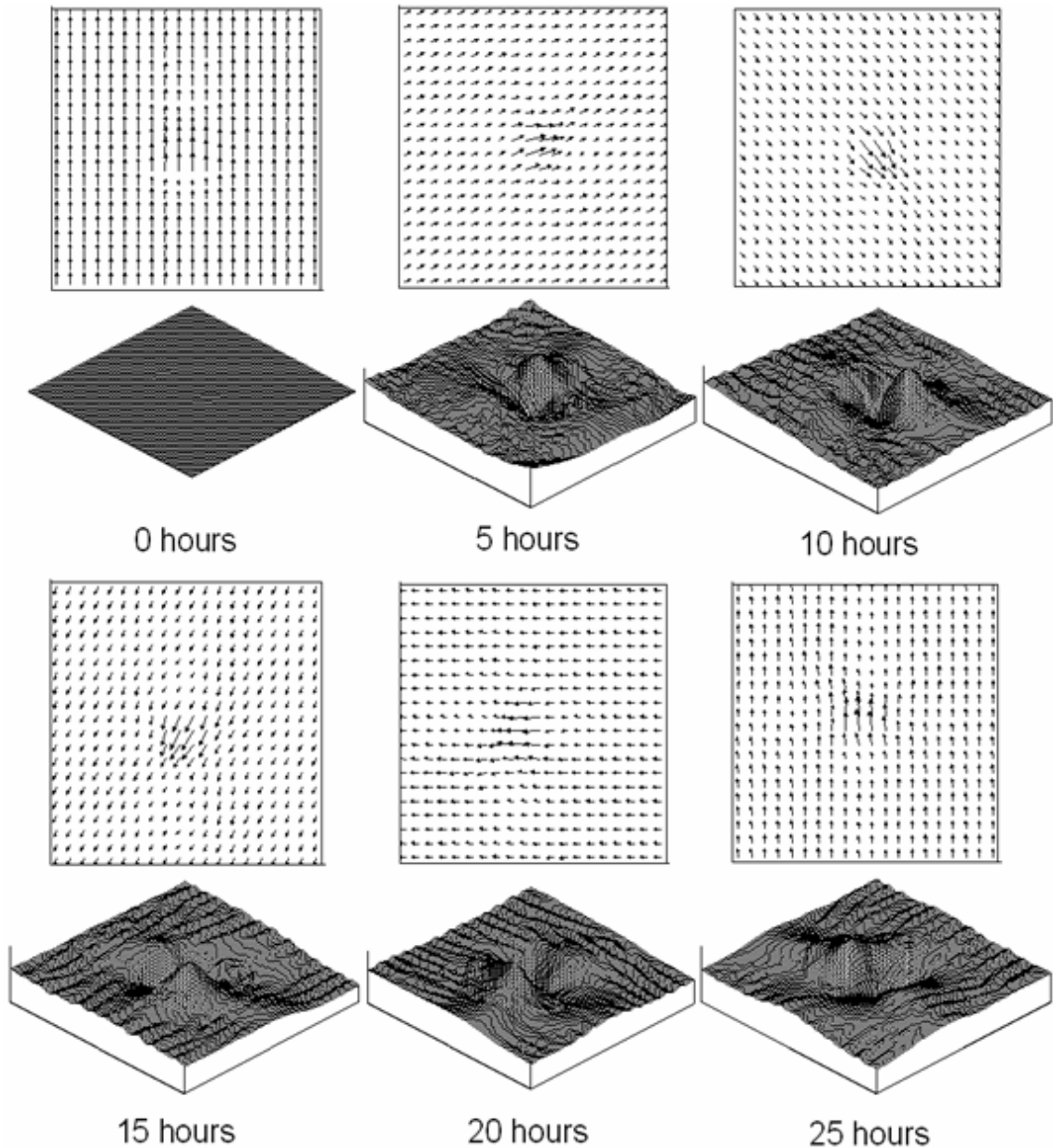


Fig.3 Evolution of fluid/gas flow under the Coriolis force effect over a mountain; the upper plots – fields of velocities, the lower ones – the free surface.

4 Conclusion

The given work proposes the finite-difference model that allows one to describe the Coriolis force in the numerical Godunov-type methods for rotating shallow water flows. On the basis of the proposed presentation, the finite-volume algorithm is developed, both for a smooth boundary, and for a boundary of arbitrary type. The method is based on the presentation of arbitrary underlying surface and Coriolis force by a complex non-stationary stepwise boundary. The boundaries of applicability of the given presentation are discussed from the viewpoint of finite-volume numerical methods. The finite-difference approximation of the effective complex non-stationary surface is performed on the basis of a quasi-two-layer shallow water model, which is more correct, in relation to the initial system of Euler's equations, as compared to the classical single-layer models. The proposed presentation adequately describes the features of nonlinear processes caused by the Coriolis force in

numerical Godunov-type methods, because it correctly reflects the nonlinear structure of flows near the features arising after digitization of an effective boundary. The basic advantage of the proposed method is revealed, that allows one to more correctly describe the transversal component of the velocity vector and, thus, to minimize the calculation error induced by an essentially two-dimensional character of statements of problems for rotating fluid. The implementation of the mentioned advantage will be considered in a separate paper.

The workability of the method was confirmed by the numerical experiment on simulating the classical geostrophic adaptation problem, known as the Rossby problem, and by calculation of rotating shallow water over an underlying surface of parabolic profile.

References

- 1 *Bouchut, F., J. Le Sommer, V. Zeitlin* (2004) Frontal geostrophic adjustment and nonlinear-wave phenomena in one dimensional rotating shallow water. Part 2: high-resolution numerical simulations. *J. Fluid Mech.* 514, pp. 35–63.
- 2 *Chapman, S., T.G. Cowling* (1952) *The mathematical theory of non-uniform gases.* Cambridge Univ. Press.
- 3 *Dolzhanov, F.V.* (2006) *Lectures on geophysical hydrodynamics,* Moscow. Institute of Numerical Mathematics RAS, ISBN 5-901854-08-X (in Russian).
- 4 *Karelsky, K.V, A.S. Petrosyan, A.G. Slavin* (2006) Quasi-two-layer model for numerical analysis shallow water flows on step. *Russian journal of Numerical Analysis and Mathematical modeling,* Vol. 21, No. 6, pp. 539–559.
- 5 *Karelsky, K.V, A.S. Petrosyan, A.G. Slavin* (2007) Numerical simulation of flows of a heavy nonviscous fluid with a free surface in the gravity field over a bed surface with an arbitrary profile. *Russian journal of Numerical Analysis and Mathematical modeling,* Vol. 22, No. 6, pp. 543–565.
- 6 *Kolgan, V.P.* (1978) Application of smoothing operators in high-accuracy finite-difference schemes. *J. Numerical Math. and Math. Physics,* Vol. 18, No. 5, pp. 1340–1345, (In Russian).
- 7 *Le Sommer, J., S.B. Medvedev, R. Plougonven, V. Zeitlin* (2003) Singularity formation during relaxation of jets and fronts toward the state of geostrophic equilibrium. *Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation,* Vol. 8, pp. 415–442.
- 8 *LeVeque, R.J.* (1998) Balancing source terms and flux gradients in high-resolution Godunov methods: the quasi-steady wave-propagation algorithm, *Journal of Computational Physics.* 146, pp. 346–365.
- 9 *Reznik, G.M, V. Zeitlin, M. Ben Jelloul* (2001) Nonlinear theory of geostrophic adjustment. Part 1. Rotating shallow-water model. *J. Fluid Mech.,* Vol. 445, pp. 93–120.
- 10 *Toro, E. F.* (1999) *Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics. A Practical Introduction.* Springer–Verlag, Berlin.

Конечно-разностное представление силы Кориолиса для течений вращающейся мелкой воды

Аннотация. В данной работе предложено конечно-разностное представление, описывающее силу Кориолиса в численных методах Годуновского типа для течений вращающейся мелкой воды. Предложены конечно-разностные схемы для моделирования течений, как на ровной подстилающей поверхности, так и для подстилающей поверхности произвольного профиля. Влияние силы Кориолиса моделируется введением фиктивной нестационарной границы. Для численной аппроксимации источниковых слагаемых, вследствие неоднородности подстилающей поверхности и влияния силы Кориолиса, применена квазидвухслойная модель течения жидкости над ступенчатой границей, учитывающая гидродинамические особенности. Выполнены расчеты, показывающие эффективность предложенного метода.

Ключевые слова: уравнения мелкой воды, вращение, сила Кориолиса, квази-двухслойный метод, произвольная подстилающая поверхность

I.S. Lowndes, S.A. Silvester, S.W. Kingman, Prof., D.M. Hargreaves
Process and Environmental Research Division, University of Nottingham, UK

IMPROVED MULTI-SCALE COMPUTATIONAL MODELLING OF FUGITIVE DUST DISPERSION FROM SURFACE MINING OPERATIONS

Abstract. *The extraction and processing of minerals from surface mines and quarries can produce significant fugitive emissions as a result of site activities such as blasting, unpaved road haulage, loading, primary crushing and stockpiling. Uncontrolled fugitive dust emissions can present serious environmental, health, safety and operational issues impacting both site personnel and the wider community. Simulation technology is finding increasing use for the purposes of advanced warning of potential problem emissions in addition to providing a basis for future planning applications where demonstrable compliance with regulatory requirements are necessary. The initial re-entrainment and subsequent dispersion of fugitive dust presents a process complicated by the combination of the in pit topography, the surrounding natural topography and the dynamic nature of emissions from these sites. These factors impact upon the accuracy and reliability of the conventional Gaussian plume based computational prediction methods employed for regulatory compliance and IPPC applications. This paper proposes that optimal modelling of open pit emissions may be more accurately achieved by the use of a multi-scale predictive modelling approach utilising computational fluid dynamic (CFD) methods for high resolution near source dispersion and conventional Gaussian based methods for far field dispersion modelling. This paper presents a numerical based flow and dispersion analysis of a typical UK based open pit utilising CFD in conjunction with a conventional Gaussian plume based methods. Typical operating emissions and meteorological conditions are obtained from long term data records collected at a large operating quarry extraction operation in the UK. Emissions are modelled using a Lagrangian framework within conventional atmospheric boundary layer (ABL) profiles expressed as functions of turbulence and velocity parameters under assumed neutral conditions. Results are presented in terms of the impact of site topography on in pit retention as compared to the Gaussian based method.*

Keywords: *dust dispersion, CFD, surface mines.*

1 Introduction

As open pit mines and quarries become deeper and more productive the potential to produce greater pollutant emissions including fugitive dust emissions will increase. To maintain and enhance the health and safety of the extractive and transport operations and to minimise off site dust emissions it is necessary to design effective mitigation measures to minimise fugitive dust emissions, and to maximise the ventilation of the pit opening to dilute, disperse and remove fugitive dust from the workings. The principal tool available to environmental engineer is to use the shape of the excavation and the surrounding topography to harness the penetration of the natural wind systems to maintain the air exchange rates within the mine opening. The determination of the internal ventilation regime within the open pit is a complex process as the driving natural wind system will change subject to diurnal and seasonal changes in its strength and direction, which are dictated by the local wind systems and the differential heating of the earths surface by the sun.

The background local wind system may be modelled by the construction of a three dimensional velocity profile called the atmospheric boundary layer (ABL). The ABL model requires the definition of the surface roughness of the surrounding topology, a measured reference height velocity above the terrain and the determination of the thermal stability of the atmosphere. The strength and the direction of the resulting downwind ABL will be influenced by the topography of the terrain surrounding the open pit and the shape and depth of the excavation. The internal microclimate is created by a combination of: the degree the external ABL penetrates the mine opening; the in pit topography; and the diurnal heat exchanges between the sun, the internal surface of the pit and the atmosphere. These internal ventilation

flows will be responsible for the initial dilution, dispersion of any fugitive dust emissions within the open pit. In turn, the amount of air exchange affected between the internal ventilation regime and the mainstream ABL flowing over the mine opening will determine the degree of off-site fugitive dust emission experienced.

Dust dispersion rates may be attenuated by low airflow exchange rates caused by the recirculation of local ventilation flows or containment by thermal inversions. The retention of ambient dust levels will potentially decrease visibility and increase the exposure of workers.

2 Atmospheric flow over complex terrains

The prediction of local wind field over complex terrain with hills, valleys and open pit mines provides information that is critical to assess the prediction of pollutant dispersion in the atmosphere [13]. The global circulation or mesoscale models of atmospheric flow are not suitable for such purposes for two reasons: (a) They are based on the hydrostatic approximation in which a balance is assumed between the pressure and gravity fields in the vertical direction, and (b) The hydrostatic assumption (appropriate and convenient for length scales of the order of 100 kilometres) is not required to address local wind effects within valleys and surface openings such as mines and quarries. Pressure changes due to inertial effects in the vertical direction cannot be neglected at the local scales. And secondly, the mesoscale models are not able to resolve variations in topography in the vertical direction that are important to the prediction of local wind patterns within open pit mines that typically involve flow separations and recirculation eddies [5] on surfaces of varying roughness. For the purposes of predicting local wind patterns, it is necessary to use microscale models. These are usually based on the numerical solution of the Reynolds-averaged Navier-Stokes (RANS) equations and a turbulence model in a boundary-fitted coordinate system that follows the local terrain.

3 Dust dispersion models for surface mining operations

A recent research project [17], collated a comprehensive review of the fugitive dust emissions that may be generated from surface mining operations and summarises the range of conventional mitigation technologies and strategies that may be applied to control these emissions. This report presents a summary of the potential dust sources and mitigation strategies, and also presents a detailed overview of the current UK and International environmental and health and safety legislation governing mineral dust emissions. In addition [19] has recently produced a comprehensive review of the dust dispersion models that have been developed or applied to the prediction of dust from surface mining operations including quarries. The dust dispersion models used to predict emissions from surface mining operations are generally adapted from existing regulatory industrial air pollution models.

A major challenge to the modelling the dispersion of fugitive dust emissions from deep surface mines or hard rock aggregate quarries is the influence of the in pit meteorology. As most Gaussian plume dispersion models have been developed to model downwind dispersion of dust from sources across a flat or undulating terrain, these models cannot account for the influence that the complex flow regimes that exist within quarry openings. As fugitive dust emissions within a quarry are transported and dispersed by the local airflow field within the quarry, there is a need to develop transport and deposition models that reproduce the local effects produced by these flows.

The airflow regime within a deep quarry opening is produced by the combined action of the mechanical shear of the atmospheric boundary layer across the surface opening and the thermal buoyancy forces created by the differential heating of the quarry surface by the

passage of the sun during the day. In addition, the occurrence of thermal temperature inversions at night may also assist trapping the dispersion of the dust emissions from within the quarry. The combination of these forces creates: (1) an external flow field across the surrounding terrain and across the interfacial quarry opening that is governed by the atmospheric boundary layer (ABL), and (2) an internal flow field driven by the combination of the mechanical shear of the atmospheric boundary layer across the surrounding terrain and the airflow within the quarry opening, and the thermal effect created by the differential heating of the internal quarry surfaces by the sun (see Fig. 1). To improve the understanding and modelling of these processes requires the adoption of a multi-scale modelling approach; this is discussed in a following Section 6.

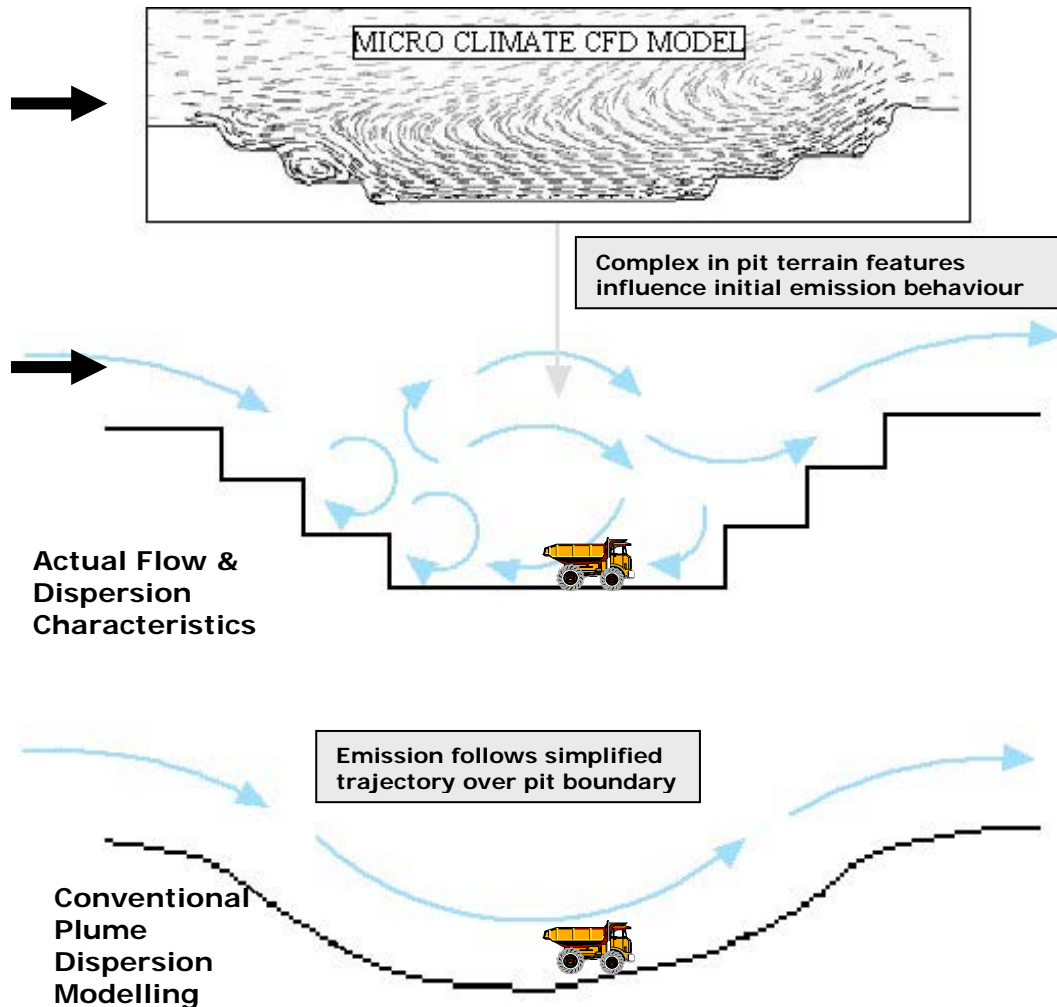


Fig. 1 – The influence of in-pit micro climate on dust dispersion.

Thus, a fugitive dust emission within a quarry will be transported and dispersed by this locally generated flow field. The creation of this chaotic, and often recirculatory in-pit flow regime within the quarry will increase the residence time of the entrained dust particles within the confine of the quarry. As the deposition of particles is governed by Stokes Law, any increase in the dust residence time within the quarry may allow either; (1) allow the settlement of many of the dispersed dust particles or (2) increase the probability of their removal by impaction on the internal surfaces of the quarry. Consequently, only a fraction of the fugitive dust emitted and dispersed within the confines of the quarry will cross the

interfacial layer defined between the quarry opening and the atmospheric boundary layer to be dispersed and potentially deposited downwind across the surrounding terrain. The fraction of the dust emission which crosses the interfacial layer between the quarry opening and the ABL will form an equivalent areal emission source whose downstream dispersion may be modelled by conventional Gaussian plume models.

This paper presents a summary of a selection of the results from a series of recent fugitive computational fluid dynamics studies conducted by the team of researchers at the University of Nottingham. These studies were validated using field meteorological and dust deposition data collected at an extensive UK limestone quarry in the UK. The full details of these field validated computational fluid dynamic studies are contained within a series of recent research papers that have been submitted to a number of peer reviewed technical journals.

The field study quarry, Old Moor is located within the Tunstead Quarry Works operated by Tarmac Ltd, north of Buxton in Derbyshire, UK. The investigation has considered mineral extraction and comminution operations at the Tarmac Ltd operated Tunstead and Old Moor Quarries in Derbyshire, UK ('the site'). The majority of the site is located on the boundary of the Peak National Park; the boundary of the Park bisects Old Moor in a general North-South direction. There are 6 designated Sites of Special Scientific Interest (SSSIs) located within approximately 2 km of the site. The quarries are physically separated by a 50 m deep valley that is known as Great Rocks Dale. All comminution circuits and mineral stockpiles are contained within the boundaries of the Tunstead site. The mineral deposits are exposed for extraction by overburden removal and then by blasting. Overburden at the site is minimal, and is removed and stored for future use in restoration and rehabilitation. Bench blasting is carried out in both quarries, typically up to 5 times per week. Further details of the quarrying and mineral transport and processing operations at the works may be found in the research papers [4,13,17,18,21].

4 The modelling of the near pit and in-pit topography

The terrain immediately surrounding the boundary of the Old Moor quarry is undulating farm grazing land. The in pit quarry topography of the quarry is characterised by a complex series of interconnected ramps, vertical faces and working benches. Detailed site elevation survey data at 4 m grid spacing was able to delineate the detailed topography of the working pit and surrounding terrain. This data was used to construct the surface topography of the model domain within the Gambit pre-processor model used by the commercial Fluent™ software used to construct the flow and dust dispersion simulations. The size of the total model domain constructed was approximately 4 km x 4 km. The model was capable of being rotated to allow for the ease of simulation of the direction of the simulated atmospheric boundary layer to represent the mean average wind speed and direction. The rectangular domain mesh was divided into four primary flow boundaries, a background flow inlet and outlet and two boundary walls to define the flow across the quarry opening.

5 The modelling of the ABL

The inlet ABL velocity profile was defined using a logarithmic profile. All ground surfaces were defined using a roughness height of 0.1 m in accordance with the recommendations of the ADMS user guide [3]. Following the studies of Riddle et al [18] the Reynolds Stress (RSM) turbulence flow model was used as it is demonstrated to maintain the turbulent kinetic energy (TKE) and dissipation. The modelled ABL was allowed to develop from inlet boundary across the surrounding terrain before it crosses the open surface of the

quarry. The simulated velocity profiles and directions corresponded to the principal flow conditions determined from the meteorological record recorded on site. For all of the initial flow models constructed neutral thermal stability class conditions were assumed, which correspond to stability class D on the Pasquill-Gifford scale.

6 Fugitive dust emission and dispersion models

In accordance with the dust sampling and modelling methodology developed in [4], four particle sizes 0.05, 0.45, 0.3 and 75 μm , at mass fractions of 0.05, 0.45, 0.3 and 0.2 respectively were used to simulate fugitive dust emission sources within the quarry. The quantity of dust released from each individual or collection of fugitive dust emission events modelled (e.g. bench blasting, loading, truck haulage etc.) were calculated using the emission factors defined by the US EPA AP-42 fugitive dust emission models [1,2].

7 The simulation of the natural ventilation of the quarry excavation: the generation of recirculation airflows

To simulate the natural ventilation regime promoted within the surface quarry excavation, a series of models simulation were performed to replicate the micro climate that is produced within the quarry opening subject to the predominant seasonal prevailing wind directions and speeds identified from the meteorological record. The results of such a simulation are illustrated on Fig. 2. This dark shaded volumes on the leeward and windward

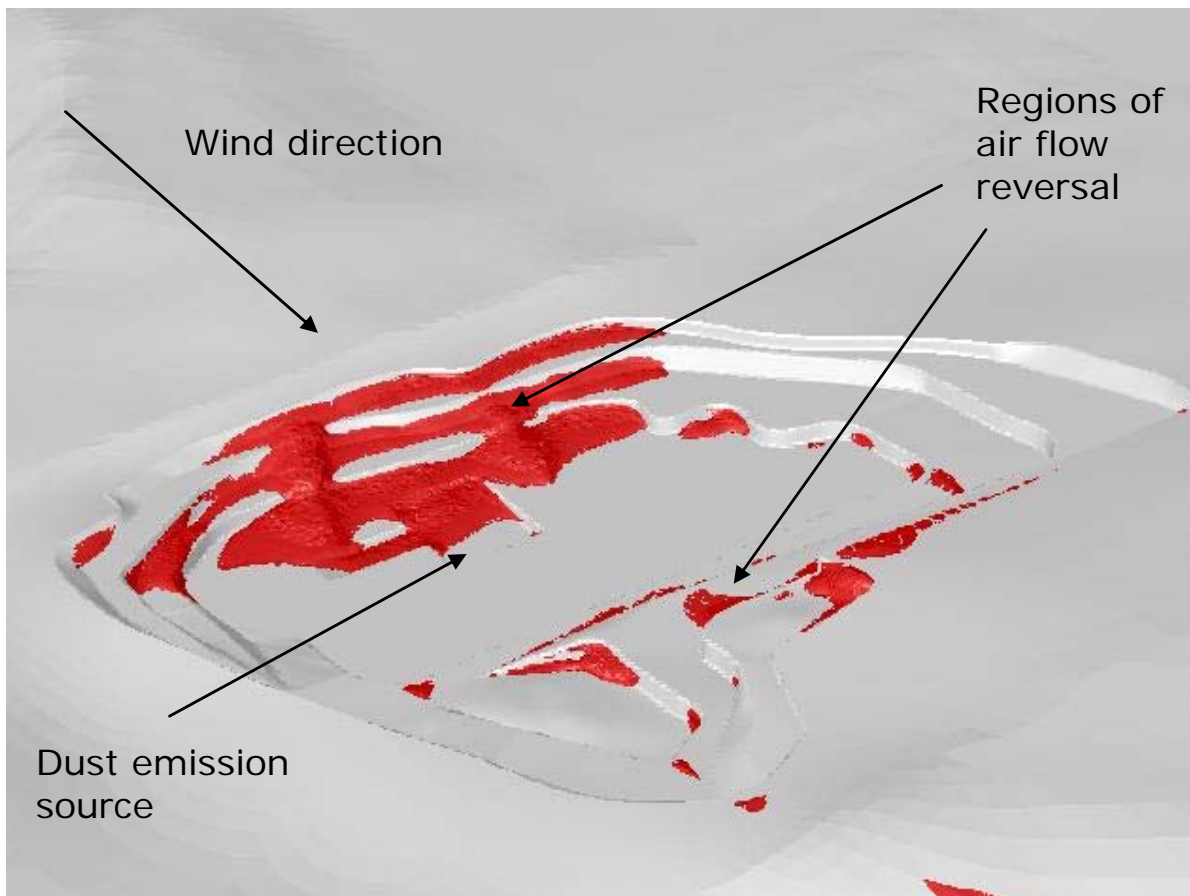


Fig. 2 – The creation of recirculation flow zones within the pit opening.

slopes of the quarry represent the areas of recirculatory flows, counter to the normal background ABL flow regime, that are produced by the interaction of a north westerly prevailing wind and the in pit topology. The results of these simulations are consistent with the findings of the previous two dimensional modelling studies of Baklanov [6,7,8] and other Russian scientists.

The generation of these recirculatory airflows is observed to create micro climates that are observed to influence the emission, dispersion and deposition of dust emitted within the quarry opening. As outlined earlier in the paper, conventional Gaussian plume models used to estimate fugitive dust emission and deposition for regulatory purposes, employ modified emission models for shallow open pit mines to replicate the resultant retention of fugitive dust emission from the open pit opening. However, it is suggested that the use of a more sophisticated in pit ventilation models would more accurately represent the true in pit dust dispersion and deposition regime, and determine the true fraction of the original emission that is transported out of pit to be dispersed by the background ABL.

8 The influence of the in pit topology to deposition

Figure 3 illustrates the influence that the downwind surface topology can have on the dispersion and deposition of fugitive dust emissions. The modelled stationary areal dust source is located at the lowest elevation of the quarry. The modelled prevailing wind direction crosses the quarry opening from a westerly direction. The influence that an increase in the detail of the in pit topology has on the dispersion and deposition of the fugitive dust source is illustrated by comparing the results of successive simulations that increase the density of the in pit domain mesh. From an examination of the dust deposition simulation results shown on the figures, starting at the top left hand side and moving in a clockwise direction, it is observed that as the detail of the topology including the elevation changes increases, the greater is the degree of near source deposition.

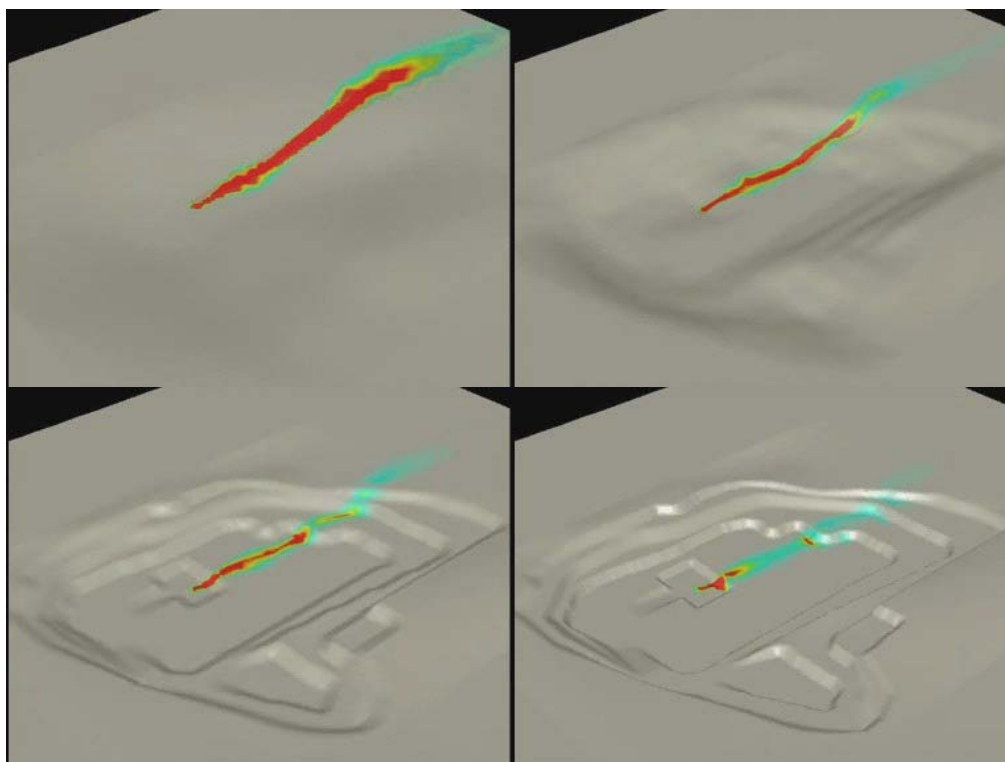


Fig. 3 – The influence of increased topography detail on dust deposition

Consequently, it is concluded that under neutral stability conditions that the combination of the prevailing wind direction and speed together with the in pit topography create an in pit ventilation regime and micro climate that will greatly influence both the dispersion and deposition of fugitive dust sources within the confines of the surface opening.

The influence of the microclimate may both contain or enhance or attenuate the dispersion and hence dilution of the fugitive dust that may decrease the visibility within the open pit, or may attenuate the fugitive dust emissions within the opening due to the increased impaction and removal afforded by the recirculatory ventilation flows induced within the quarry.

9 The development a multi-scale modelling approach

An analysis of the results of this and the series of previous recent research studies conducted at the University of Nottingham conclude that it would be sensible to consider the adoption of a multi-scale modelling approach to assessment of the emission, dispersion and deposition of fugitive dust from in pit fugitive dust sources.

A number of recent research studies have concluded that the use of the US EPA AP-42 dust emission models for large open pit and quarry operations, together with the in pit dust retention models together with conventional Gaussian plume dispersion models can produce over predictions of off site emission and deposition. These studies have also concluded that these methods are unable to replicate the true nature of the in pit fugitive dust emissions, dispersion and deposition. The use of a more complex three dimensional field validated computational model, may allow the improved simulation of these events, which could allow the mine operator to predict the occurrence of in pit reduced visibility.

It is therefore proposed the development of a three scale modelling approach.

The development of improved dust emission models to more accurately represent the emission characteristics of the various stationary and mobile in pit fugitive dust sources, including unpaved road truck haulage models.

The development of a simplified, less complex three dimensional computational fluid dynamic model, that allows the engineer to more accurately predict the influence of the generated in pit microclimate has on the dispersion and deposition of fugitive dust within the open pit workings.

The development of an interface between the model described in (2) above, with which to determine an areal emission factor dust through a defined area across the mine opening and the transference of the determined areal dust emission to the background ABL, the resultant far field downwind dust dispersion to solved by a conventional Gaussian plume dispersion model.

References

1. *Anon* (1995) USEPA, AP-42, Compilation of air pollution factors, Vol 1: Stationary point and area sources, Chapters 13.2.4, Aggregate handling and storage piles, Research Triangle Park, NC, USA.
2. *Anon* (1998) USEPA, AP-42, Compilation of air pollution factors. Vol 1: Stationary point and area sources. Chapter 13.2.2: Unpaved roads, Research Triangle Park, NC, USA.
3. *Anon* (1999) ADMS User Guide. CERC Ltd, Cambridge, UK.
4. *Appleton, T.J., S.W. Kingman, I.S. Lowndes and S.A. Silvester* (2006) The development of a modelling strategy for the simulation of fugitive dust emissions from in-pit quarrying activities: a UK case study. *International Journal of Mining, Reclamation and Environment*, 20, 1, pp 57–82.

5. *Atkinson, B.W.* (1995) Introduction to the fluid dynamics of mesoscale flow fields, in *Diffusion and Transport of Pollutants in Atmospheric Mesoscale Flow Fields*. Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, pp.1–20
6. *Baklanov, A.A.* (1984) Determining the propagation of impurity in the atmosphere of a pit on the basis of mathematical models. *Soviet Mining Science*, 20(5), pp. 402–407.
7. *Baklanov, A.A.* (1986) A method of evaluating the energy characteristics of the air in an open pit mine. *Soviet Mining Science*, 22(1), pp. 66–70.
8. *Baklanov, A.A.* (1995) Numerical modelling of atmosphere processes in mountain cirques and open pits. *Proceedings of International Conference on Air Pollution, Porto Carras, Greece*, pp. 231–238.
9. *Baklanov, A.A. and O.Yu. Rigina* (1994) Research of local zones atmosphere normalization by artificial currents. *Proceedings of the 2nd International Conference on Air Pollution, WIT, Computational Mechanics Publications*, pp. 553–561.
10. *Belousov, V.I.* (1985) Natural dynamic ventilation of open mines. *Soviet Mining Science*, 21(3), pp. 264–267.
11. *Belousov, V.I.* (1990) Ventilation of open-pit mines by controlling the boundary layer of the wind stream. *Soviet Mining Science*, 25 (3), pp. 267–270.
12. *Bukhman, Y.Z, A.L. Kazakov and V.I. Belousov* (1976) *Manual to open pit ventilation in USSR nonferrous metallurgy (in Russian)*. Izd. VTsM SSSR, Moscow.
13. *Docx, J., S.W. Kingman, E.H. Lester, I.S. Lowndes, S.A. Silvester and T. Wu* (2007) An investigation into unpaved road emissions from a UK surface limestone quarry using cylindrical adhesive pad collectors and image analysis. *International Journal of Mining, Reclamation and Environment*, 21, 1, pp. 1–18.
14. *Kim, H. G., V.C. Patel and M.L. Chuong* (2000) Numerical simulation of wind flow over hilly terrain. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 87, pp. 45–60.
15. *Nikitin, V.S. and N.Z. Bitkolov* (1975) *Mine Ventilation (in Russian)*. Nedra, Moscow.
16. *Peng, X. and G.R. Lu* (1995) Physical modelling of natural wind and its guide in a large open pit, *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 54/55, pp. 473–481.
17. *Petavratzi, E., S.W. Kingman and I.S. Lowndes* (2007) Assessment of the dustiness and the dust liberation mechanisms of limestone quarry operations, *Chemical Engineering and Processing*, 46, pp. 1412–1423.
18. *Petavratzi, E., S.W. Kingman and I.S. Lowndes* (2005) Particles from mining operations: A review of sources, effects and regulations. *Minerals Engineering*, 18, pp. 1183–1199.
19. *Reed, W.R.* (2005) Significant dust dispersion models for mining operations. *NIOSH IC 9478*, Pittsburgh, PA, USA.
20. *Riddle, A., D. Carruthers, A. Sharpe, C. McHugh and J. Stocker* (2004) Comparisons between Fluent and ADMS for atmospheric dispersion modelling. *Atmospheric Environment*, 38, pp. 1029–1038.
21. *Silvester, S.A., I.S. Lowndes and S.W. Kingman* (2006) The application of computational fluid dynamics to the improved prediction of dust emissions from surface quarrying operations. *Proceedings of the Fifth International Conference on CFD in the Process Industries*, CSIRO, Melbourne, Australia, pp. 1–6.

**Усовершенствованная многомасштабная вычислительная модель
распространения летучей пыли при эксплуатации карьеров**

Аннотация. Добыча полезных ископаемых из карьеров и открытых выработок и их первичная переработка может сопровождаться выделением значительного количества летучих веществ в результате таких действий, как горные взрывные работы, транспортировка по грунтовым дорогам, погрузка, первичное дробление и аккумуляция запасов. Неконтролируемые выбросы летучей пыли могут

представлять серьезную опасность для окружающей среды, здоровья, безопасности и работоспособности людей, как находящихся в непосредственной близости от места разработок, так и вдали от них. С целью предварительного предупреждения потенциально опасных выбросов, также как и для разработки программ по будущему планированию, которые должны отвечать требованиям регламентирующих документов, все более широко применяют технологии моделирования. Вторичное вовлечение пыли на начальном этапе и последующее ее распространение представляют собой процесс, усложненный топографией внутри открытых выработок, топографией окружающей местности и динамикой выбросов из мест разработок. Эти факторы влияют на точность и надежность стандартных вычислительных прогностических методов, в основе которых лежит гауссова модель факела, и которые используются для регламентирующих инструкций и программ в проекте IPPC ("Комплексный контроль и предупреждение загрязнения"). В данной статье предполагается, что оптимальное моделирование выбросов из открытой выработки наилучшим образом может быть достигнуто при применении многомасштабной прогностической модели, использующей методы вычислительной гидродинамики (ВГД) для зоны с высоким разрешением вблизи источника и стандартную гауссову модель для дальней зоны. В данной статье представлен анализ численного моделирования атмосферных потоков и рассеяния примеси для типовых открытых выработок Великобритании. Характерные параметры выбросов и метеорологических условий были получены из данных долгосрочных записей, собранных на действующих открытых выработках Великобритании. Выбросы были смоделированы лагранжевой схемой для типичных профилей в пограничном слое атмосферы, выраженных как функции характеристик скорости параметров турбулентности при нейтральной стратификации. Представленные результаты получены с учетом влияния топографии местности на удерживающую способность шахты, в отличие от метода, базирующегося на гауссовой модели факела.

Ключевые слова: *распространение пыли, вычислительная гидродинамика, карьеры*

A. Mahura¹, Ph.D., A. Baklanov¹, Prof., S. Hoe², Ph.D., J. H. Sørensen¹, Ph.D., C. Petersen¹, M.Sc.

¹Danish Meteorological Institute, Copenhagen, Denmark

²Danish Emergency Management Agency, Birkerød, Denmark

CHANGES IN METEOROLOGICAL AND ATMOSPHERIC TRANSPORT AND DEPOSITION PATTERNS DUE TO INFLUENCE OF METROPOLITAN AREAS

Abstract. *The spatial and temporal variability of the meteorological (for temperature and wind), concentration and deposition fields resulted from hypothetical accidental releases occurred in the metropolitan area is evaluated on an example of the urban area of Copenhagen, Denmark. Dependence of these fields on the temporal variability of meteorological variables in the lower surface layer was estimated as a function of modified parameters.*

Keywords: *urbanization of numerical weather prediction model, anthropogenic heat flux, roughness, urban fabric, hypothetical accidental release of radioactivity.*

1 Introduction

In urban areas, in contrast with rural areas, the urban boundary layer is more complex, and hence, it requires a special treatment. The surface energy balance is the major equation used in many models to evaluate thermodynamical and dynamical patterns above the ground surface. In respect with the urban areas it includes the storage, sensible, and latent heat fluxes (plus, anthropogenic heat flux). The urban areas are characterized by the local-scale inhomogenities, sharp changes of roughness and heat fluxes. In these areas the wind velocity and redistribution of eddies are changed due to effects of buildings. Moreover, the trapping of radiation in street canyons is observed as well as there is influence of urban soil structure, diffusivities heat and water vapor content. In addition, such areas are affected by anthropogenic heat fluxes and are seen as so-called the urban heat islands with specific structures of internal urban boundary layers and dependent urban mixing heights. The effects of pollutants emissions due to traffic, their transformations, and substantial changes in land cover are of importance for the urban meteorology and climate as well. All these urban features influence formation of airflow, its turbulence regime, microclimate, and accordingly modify transport, dispersion, and deposition of atmospheric pollutants in urban areas.

In this study, we focus on evaluation of effects of urbanization in numerical weather prediction (NWP) modelling on simulated meteorological and pollution patterns over the urbanized areas and surroundings of the Copenhagen metropolitan area (Denmark). The main objectives of the study include, at first, the modification of the existing NWP land surface scheme using different approaches: 1) anthropogenic heat flux and roughness (AHF+R), 2) building effect parameterization (BEP) and 3) soil model for submeso scales urban version (SM2-U) modules. At second, we perform simulations of meteorological fields using DMI-HIRLAM model in two modes/runs: control and modified/urban, and for two types: selected case studies and long-term simulations over selected period of time. At third, then for the case studies: we simulate on a diurnal cycle pollution patterns (concentration and deposition fields) for selected specific dates reflecting different atmospheric conditions such as low, typical, and high winds conditions. For case studies we evaluate effects of urbanization on structure of concentration and deposition fields resulted from hypothetical accidental releases in urban areas. For all types of runs we evaluate effects of urbanization on temporal-spatial structure and variability of meteorological fields by estimation on a diurnal cycle the differences between control and urban runs for meteorological variables (temperature, wind velocity,

relative humidity). In our study, the diurnal variations of meteorological fields in the low surface layer produced by the NWP model are evaluated taking into account modifications done in the Interaction Soil-Biosphere-Atmosphere (ISBA) land surface scheme. The variability in spatial distribution of concentration and deposition patterns produced by the Local Scale Chain Model of the ARGOS system is also analyzed. Combined impacts were estimated for the Copenhagen metropolitan area and surroundings.

2 Methodology

2.1 Meteorological modelling

The present DMI weather forecasting system [9] performs daily forecasts of meteorological fields employing the High Resolution Limited Area Model (HIRLAM) model [10] consisted of two nested models called DMI-HIRLAM-S05 and -T15 with horizontal resolutions of 5 vs. 15 km, respectively. The boundary conditions for T15 are supplied every 6 hours from the ECMWF model. The recent operational DMI model is semi-implicit, with semi-Lagrangian advection and leapfrog time stepping (with the semi-Lagrangian advection as optional). Physics such as short and long wave radiation, turbulence (except gravity wave drag), deep and shallow convection, cloud, and precipitation generation and air-sea/air-land interactions are parameterized. There are also experimental research DMI-HIRLAM models with a higher resolution such as DMI-HIRLAM-U01/I01 models. These models run mostly with a focus on the Copenhagen metropolitan area. The main assumptions in these models are identical to the operational versions, and boundary conditions are taken from S05. Moreover, the land use classification for the current version of DMI-HIRLAM is based on several datasets including high resolution CORINE dataset. In HIRLAM some fields, such as roughness, albedo, vegetation type, orography, etc. are assumed to be constant in modelling domains during operational runs. These fields are once produced and stored in the climate generation files and are available for analyses and forecasts. Modifications for the urban effects, considered in the following section, were included into high resolution runs.

2.2 Urbanization

There are several ways of improving the NWP forecasting due to inclusion of urban effects. The urbanisation includes the following aspects and processes (*Baklanov et al., 2008*): 1) down-scaling, including increasing vertical and horizontal resolution and nesting techniques; 2) modified high-resolution urban land-use classifications, parameterizations and algorithms for roughness parameters in urban areas based on morphologic methods; 3) specific parameterization of urban fluxes; 4) modelling/ parameterization of meteorological fields in the urban sublayer; 5) estimation of the urban mixing height based on prognostic approaches. In particular, for our study, several ways of urbanization were tested for specific dates and long-term runs and these include several modules [1,4]. The first module (which considers modifications of the roughness and anthropogenic heat flux – AHF+R – is the cheapest way of “urbanizing” the model and it can be easily implemented into operational NWP models. The second – Building Effect Parameterization (BEP) [6] – module gives a possibility to consider the energy budget components and fluxes inside the urban canopy although it is a relatively more expensive ($\approx 5\%$ computational time increase) [4]. However, this approach is sensitive to the vertical resolution of NWP models and is not very effective if the first model level is higher than 30 meters. Therefore, the increasing of the vertical resolution of current NWP models is required. The third – Soil Model for SubMeso Urbanized (SM2-U) version [2,3] – module is considerably more expensive computationally

than the first two modules [4]. However, the third one provides the possibility to study accurately the urban soil and canopy energy exchange including the water budget. Therefore, the second and third modules can be used in advanced urban-scale NWP and meso-meteorological research models.

2.3 Pollution modelling

To simulate atmospheric transport, dispersion, and deposition resulted from hypothetical accidental releases of radioactive matter from a selected location the ARGOS system with the Local Scale Model Chain (LSMC) [8] was employed. It consists of the atmospheric dispersion model called RIso Mesoscale PUFF (RIMPUFF) model [7]. It consisted of plume rise, inversion, ground level reflection, and gamma dose formulations and algorithms. The model output includes the surface level air concentration, deposition, and gamma dose rates. As input, the 3D meteorological fields produced by the DMI-HIRLAM model were used. For all selected dates the release point is located in the Copenhagen metropolitan area, the duration of release is equal to 12 hours (i.e. starting at 03 UTC and ending at 15 UTC), the radionuclide considered is ^{137}Cs , and the emission rate is equal to 10^{11} Bq/s.

3 Results and discussion

3.1 Models runs and analysis

The HIRLAM research model (with a resolution of 1.4 km) was run with modified land use and climate generation files. The meteorological fields' simulations were driven using the HIRLAM-S05 model boundary conditions. Several specific dates – low wind conditions, high precipitation, high winds, and typical conditions – were studied in details. The land surface scheme was modified for urban cells represented domain. For each specific date several independent runs were performed for: no modifications in scheme. The meteorological fields serve as input in many applications, and especially in those related to atmospheric pollution tasks, and these were used to simulate atmospheric transport, dispersion, and deposition of short- and/or long-term releases of harmful matter. I.e. afterwards the Local Scale Model Chain of the ARGOS system was employed to simulate the atmospheric transport and deposition of hypothetical accidental releases. Finally, the diurnal cycle of meteorological variables was analyzed comparing (difference fields at each UTC term) outputs from control run with those where changes were made.

3.2 Comparison of AHF+R and BEP urban modules

For the first two – AHF+R and BEP – urban modules the short- and long-terms runs during summers of 2004–2005 were performed employing DMI-HIRLAM high resolution model. Several specific dates were selected using the wind velocity and direction from the surface and radiosounding observations as criteria. These dates have represented typical, low, high winds and high precipitation conditions for atmospheric transport over the Island of Zeland (Denmark) where Copenhagen is situated. In these runs in the ISBA scheme, the roughness for cells (where the urban class was represented in the modelling domain) was increased up to 2 m; the contribution of the anthropogenic heat flux ranging from 10 to 200 W/m^2 was incorporated into the scheme; as well as typical characteristics of different urban classes was included. The diurnal cycle of meteorological variables such as wind velocity (at 10 m) and temperature (at 2 m) was analyzed comparing outputs of the control run vs. runs with modified parameters in urban cells. At each UTC term, the 2D (values in latitude vs.

longitude gridded domain) difference fields for mentioned variables were produced/analyzed by subtracting outputs from the control run without any changes made vs. run with changes made using different urban modules (as shown in Figs. 1 and 2 for the AHF+R and BEP urban modules).

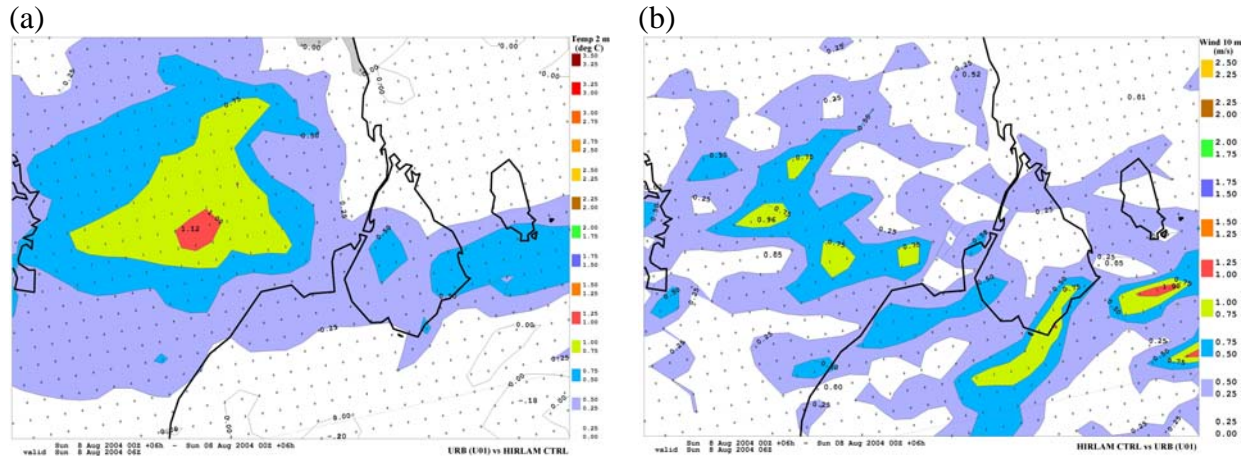


Fig. 1 – Difference fields between the control vs. urbanized (AHF+R module) runs of the DMI-HIRLAM model for the (a) air temperature at 2 m and (b) wind velocity at 10 m on 08 Aug 2004, 06 UTC.

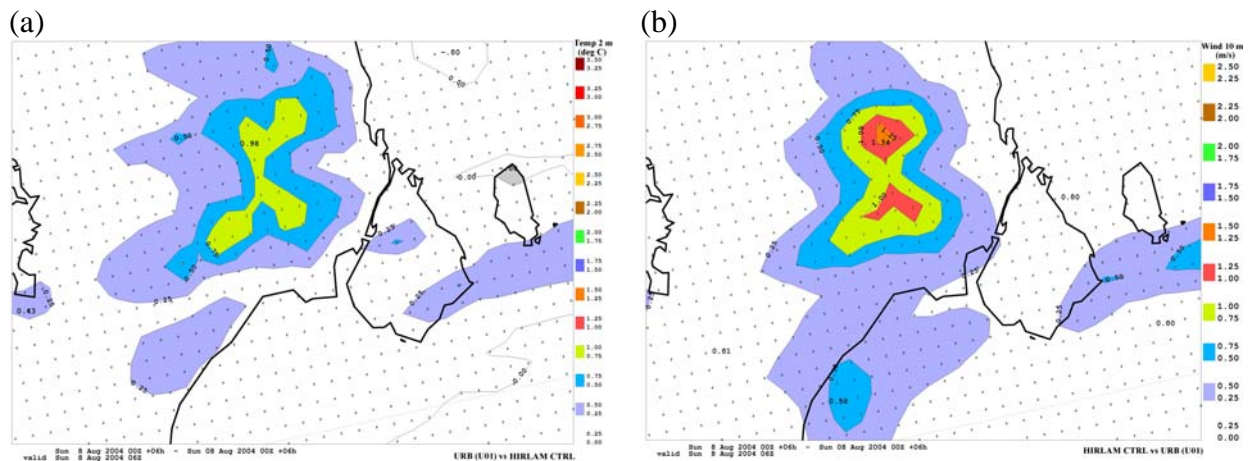


Fig. 2 – Difference fields between the control vs. urbanized (BEP module) runs of the DMI-HIRLAM model for the (a) air temperature at 2 m and (b) wind velocity at 10 m on 08 Aug 2004, 06 UTC.

It was found, that for the low wind conditions (LWC) dates, the modified run showed an increase in temperature at 2 m over the urban areas. This increase was more than 1°C during 18-06 UTC (with a maximum of more than 1.5°C at 04-05 UTC), and it was less than 1°C during 07-17 (with a minimum of 0.5°C at 16-17 UTC). On average, decrease in wind velocity at 10 m was around 2 m/s during nighttime, and it was up to 1.5 m/s during daytime, with a maximum of more than 3 m/s. For the typical wind conditions (TWC) date, the urbanized run showed also increase in temperature at 2 m, but this increase was substantially lower than for LWC. For the high wind conditions (HWC) date, during all terms the temperature increase over the urbanized areas was always less than 0.3°C (with higher values at early morning hours). On average, the decrease in wind velocity at 10 m was less than 0.5

m/s during evening and nighttime hours, and it became slightly larger after late morning hours reaching a maximum of 1.5 m/s at 15 UTC. For the high precipitation conditions (HPC) date, the temperature differences over the urban areas showed a variability of up to 1°C, but a clear pattern on a diurnal cycle was not identified. Similar situation was also observed for the wind velocity.

3.3 Modeled temperatures of surfaces using SM2-U module

The SM2-U module was used to estimate the month-to-month variability of the main meteorological variables as well as the net radiation, sensible, latent, and storage heat fluxes for different parts of the city as well as different types of the underlying surfaces. Here, let's focus on the surface temperatures. For the Copenhagen metropolitan area throughout the year the mean temperature of the surface is always positive for the artificial and water surfaces compared with other types. The highest temperatures are characteristic for the artificial and building types in July reaching up to 22 and 20.3°C, respectively (with maxima of 31.3 and 35.4°C in some cells of domain containing these types). But in August, the soil and water has own highest (on an annual scale) mean temperatures of 15.6 and 18.7°C, respectively. During December-February, for the vegetation on artificial and natural surfaces, bare soils and building types (November – also for the both vegetation on natural and artificial surfaces), the temperature is negative, although in other months it is always positive with maxima in July. During September-March, it is the lowest for both the vegetation on artificial and natural surfaces among other land types of surfaces. In January, in some cells it reached even -7.6°C, although on average it was -4.7°C during this month. Note, in some cells of domain, for these two types the negative temperatures can be observed starting already in August and extended farther into April. For urban type, such situation is observed during November-April. The averaged modeled surface temperature in January is shown in Fig. 3.

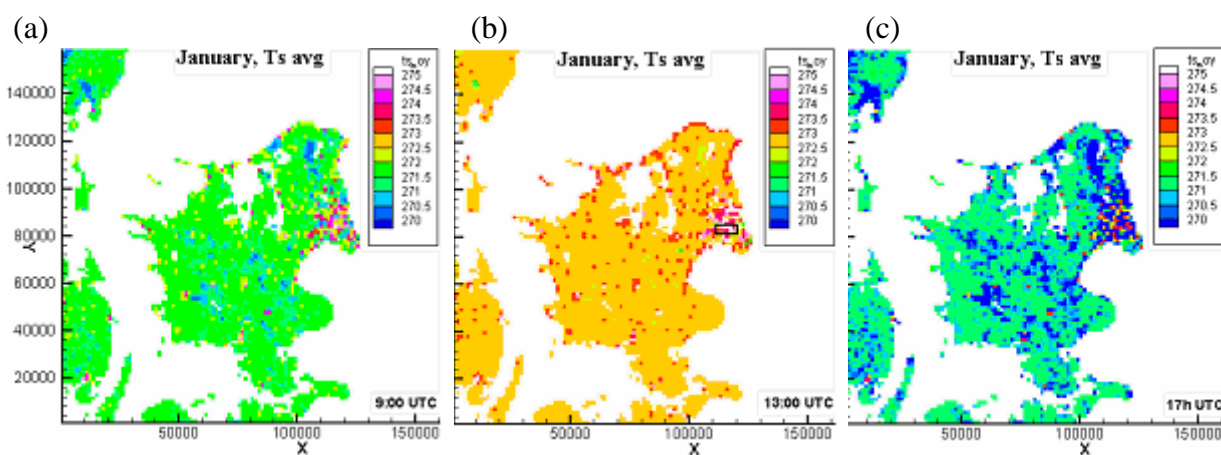


Fig. 3 – January surface temperature (deg K) simulated using SM2-U urban module for the Copenhagen metropolitan area/ averaged over 7 types of surfaces/ at (a) 09:00, (b) 13:00, and (c) 17:00 UTCs.

On a diurnal cycle, the temperature variability of the water surface is significantly smaller compared with the “land” types of surfaces. The largest difference is seen between vegetation on artificial and natural vs. completely artificial surfaces reaching of more than 5°C during 16-04 hours (maximum of 8°C at 18 h). Moreover, the daily maximum of the artificial surface temperature is comparable with other urban types of surfaces, although

occurred 2 hours later. The minima are characteristic for the both vegetation on natural and artificial surfaces during the late evening and night hours.

The monthly and diurnal cycle variability of the mean surface temperature (calculated taking into account influence from all types of surfaces presented in each grid cell) varies for different types of urban districts such as the high buildings, industrial commercial and residential districts. For the HBD cells, on a diurnal cycle, the temperature is always positive (i.e. above 0°C) during May-October. Beginning of January it became positive (but only less than 1°C) between 11–12 hours. Further, the duration of positive temperatures is increased gradually until April, as well as it gradually decreased during November-December. The daily maximum of up to 30°C can be observed in July in the middle of the day, and a minimum of -6°C in January in the late evening hours. For the ICD cells, on a diurnal cycle, the positive temperatures are dominant during all months, except January-February. Moreover, they also positive, at least, during 08-16 h for these two months. Similarly to the HBD cells, the daily maximum (33°C) can be observed in July in the middle of the day, and a minimum (-0.4°C) in January in the late evening hours. Moreover, for CC/HBD, the monthly variability showed that throughout the year, except December-February, the daily mean temperature is always positive. Note, for ICD – it is always positive.

3.4 Changes in pollution patterns

The differences in concentration and deposition fields resulted from modifications of the land surface scheme were estimated. The impacts of these on the Copenhagen metropolitan area of Denmark and surroundings were evaluated for different meteorological situations. It was found that only for the low wind conditions, the differences in concentration and deposition patterns were significant. It has been characterized by a wider spreading of the contaminated cloud over the urbanized areas and surroundings (example is shown in Fig. 4 for 19 June 2005), and hence, affecting a larger group of population. For the typical and high wind conditions, there are no significant differences between the control vs. urban runs, due to smaller changes in meteorological variables' values on a scale of diurnal cycle as well as smaller sizes of urbanized areas affected by these changes. For the high precipitation conditions, the situation is more complex due to substantial removal of pollution from the contaminated cloud at the initial stages of emissions into the atmosphere.

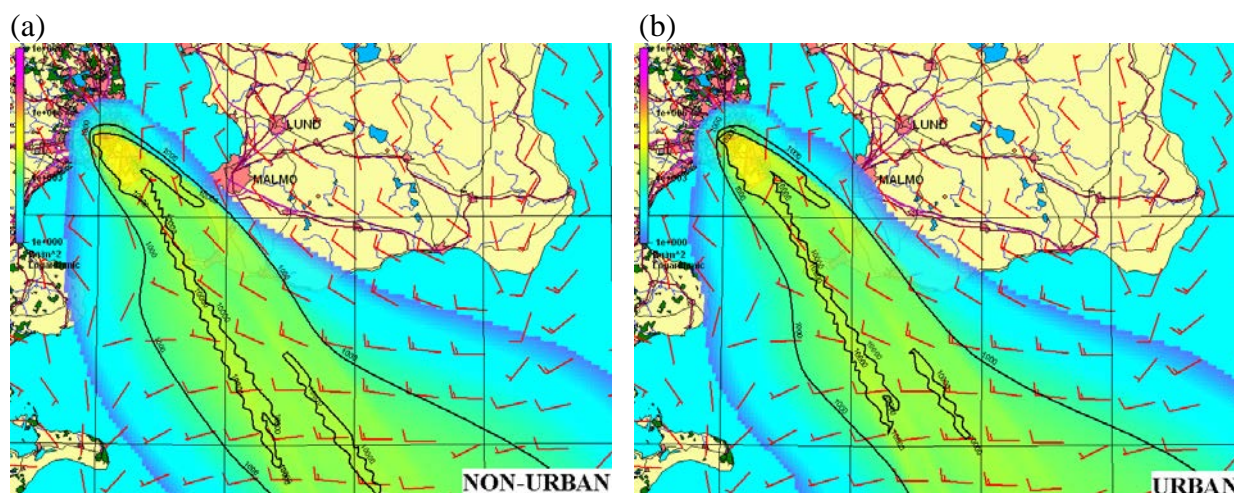


Fig. 4 – Total deposition patterns of ^{137}Cs resulted from hypothetical accidental release in the Copenhagen metropolitan area /logarithmic scale ranging from 1 to $1\text{e}+9$ Bq/m 2 /.

4 Conclusion

In our study, the spatial and temporal variability of meteorological and contamination patterns (resulted from hypothetical accidental releases of harmful matter) is analyzed for urban areas. For that, the short- and long-term runs, employing the operational model of high resolution, were performed with different urban modules such as AHF+R, BEP, and SM2-U integrated into the land surface scheme of the meteorological model.

It was found that such modify the structure of the surface layer wind and temperature fields over urban areas. On average, the decrease in wind velocity is the highest for low wind situations, and it is the lowest for the high winds. Similarly, the average increase in temperature is the highest for the low winds, and it is the lowest for others. The urbanization of meteorological model with modified roughness, anthropogenic heat fluxes, and building effects allowed the modelling of effects over urbanized areas. On average, the differences between NWP control vs. urbanized runs over the Copenhagen metropolitan area and surroundings were the following. For the typical wind conditions, the differences for the air temperature are less than 0.3°C (with a maximum up to 0.5 °C, at nighttime) and the wind velocity are less than 0.5 m/s (with a maximum up to 1.5, at midday). For the low wind conditions, the differences for the air temperature at 2 m are more than 0.5°C (with a maximum up to 1.5°C, at nighttime) and for the wind velocity are more than 1 m/s (with a maximum up to 3 m/s, at nighttime).

The significant differences in concentration and deposition patterns were observed only for the low wind conditions. For the typical and high wind conditions, there are no large differences in spatial and temporal structure of pollution related patterns. For the high precipitation situations, this impact was not observed due to substantial removal of pollution at the initial stages.

It can be summarized that in specific meteorological situations, especially during the low wind conditions, the urban effects may be of considerable importance over the large metropolitan areas. The high-resolution simulations with urbanization showed a slight improvement in overall NWP model performance (where this improvement is more significant over the urban areas), and it provides a possibility to incorporate the urban effects into NWP modelling.

Acknowledgments. Thanks to the DMI Computer Support and HIRLAM group for the collaboration. The DMI facilities of NEC SX6 had been used for simulations. This research has been done within the frameworks of the DMI-Enviro-HIRLAM project activities.

References

1. *Baklanov, A., P. Mestayer, A. Clappier, S. Zilitinkevich, S. Joffre, A. Mahura, N.W. Nielsen* (2008) Towards improving the simulation of meteorological fields in urban areas through updated/advanced surface fluxes description. *Atmos. Chem. Phys.*, 8, pp. 523–543.
2. *Dupont, S., P. Mestayer, E. Guilloteau, E. Berthier, H. Andrieu* (2006) Parameterization of the Urban Water Budget with the Submesoscale Soil Model. *J. of Appl. Meteor. and Climat.*, 45(4), pp. 624–648.
3. *Dupont, S., P. Mestayer* (2006) Parameterization of the Urban Energy Budget with the Submesoscale Soil Model. *J. of Appl. Meteor. and Climat.*, 45(12), pp. 1744–1765.
4. *Mahura, A., C. Petersen, A. Baklanov, B. Amstrup, U.S. Korsholm, K. Sattler* (2008) Verification of long-term DMI–HIRLAM NWP model runs using urbanization and building effect parameterization modules. *HIRLAM Newsletter*, 53, pp. 50–60.

5. *Mahura, A., S. Leroyer, P. Mestayer, I. Calmet, S. Dupont, N. Long, A. Baklanov, C. Petersen, K. Sattler, N.W. Nielsen* (2005) Large eddy simulation of urban features for Copenhagen metropolitan area. *Atmos. Chem. Phys. Discuss.*, 5, pp. 11183–11213.
6. *Martilli, A., A. Clappier and M. Rotach* (2002) An Urban Surface Exchange Parameterisation for Mesoscale Models. *Boundary Layer Meteorology*, 104, pp. 261–304.
7. *Mikkelsen T., S. Larsen, S. Thykier-Nielsen* (1984) Description of the Riso puff diffusion model. *Nuclear Technology*, 67, pp. 56–65.
8. *Mikkelsen T., S. Thykier-Nielsen, P. Astrup, J. Santabarbara, J. Sorensen, A. Rasmussen, L. Robertson, A. Ullerstig, S. Deme, R. Martens, J. Bartiz and J. Pasler-Sauer* (1997) MET-RODOS: A comprehensive atmospheric dispersion module, *Radiation Protection Dosimetry*, 73, pp. 45–56.
9. *Yang, X., C. Petersen, B. Amstrup, B. Andersen, H. Feddersen, M. Kmit, U. Korsholm, K. Lindberg, K. Mogensen, B. Sass, K. Sattler, W. Nielsen* (2005) The MDI-HIRLAM upgrade in June 2004. DMI Technical Report, 05–09, 35 pp.
10. *Unden, P., L. Rontu, H. Järvinen, P. Lynch, J. Calvo, G. Cats, J. Cuhart, K. Eerola et al.* (2002) HIRLAM-5 Scientific Documentation. December 2002, HIRLAM-5 Project Report, SMHI.

Изменения метеорологических полей, атмосферного переноса и выпадения за счет влияния урбанизированных территорий

Аннотация. *Пространственная и временная изменчивость метеорологических полей (температуры и ветра), концентрации и выпадения при гипотетических аварийных выбросах происходящих на урбанизированной территории оценивается на примере Копенгагена (Дания). Зависимость этих полей от временной изменчивости метеорологических величин в нижнем приземном слое оценивается как функция модифицированных параметров.*

Ключевые слова: *урбанизация численной модели прогноза погоды, антропогенный поток тепла, параметр шероховатости, городская застройка, гипотетический аварийный выброс радиоактивности.*

R.B. Nuterman^{1,2}, *Ph.D.*, **A.A. Baklanov**¹, *Prof., Sc.D.*, **A.V. Starchenko**², *Prof., Sc.D.*

¹*Danish Meteorological Institute, Copenhagen, Denmark*

²*Tomsk State University, Tomsk, Russia*

APPLICATION OF MICROSCALE MODEL FOR DEVELOPMENT OF URBAN CANOPY PARAMETRIZATION SCHEME FOR MESOSCALE MODELS

Abstract. *A numerical simulation of flows in urban canopy is important from the view point of emergency preparedness and development of new schemes for parameterization of atmospheric boundary layer in NWP. This study performs the analysis of spatial averaged properties of flow around different urban like obstacles.*

Keywords: *obstacle resolved microscale model, urban canopy parameterization.*

1 Introduction

Prediction and understanding of basic physical phenomena of complex flows in and above the urban canopy provide not only prevention of potential ecological risks but promote the development of new schemes for parameterization of urban areas for numerical weather prediction models. Recently, many scientists attend to investigation of aerodynamics and pollution transport in arrays of cubes/obstacles [4, 6]. These obstacles model buildings that are elements of the urban roughness. The arrangement and size of buildings are very changeable in reality. Therefore, estimation of impact of the geometry variation is important.

The goal of the study is investigation of aerodynamics in array of obstacles and the analysis of averaged flow variables.

2 Methodology and Data

We assume that the flow is incompressible and influence of body force is insignificant. The modeling of aerodynamics is based on Reynolds averaged Navier-Stokes equations [8]:

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0,$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i \bar{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{u'_i u'_j} \right), \quad i = 1, 2, 3, \quad (1)$$

where \bar{u}_i is the averaged projection of the velocity vector on axis Ox_i ; \bar{p} is the pressure; ρ is the density; ν is the kinematic viscosity; $\overline{u'_i u'_j}$ is the Reynolds stresses.

The turbulence closure of the averaged momentum equations is based on the two-equation k - ε model of turbulence with non-linear dependence of the eddy viscosity on component of strain rate and vorticity tensors (non-linear eddy-viscosity model, NLEVM) [2]:

$$\bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P - \varepsilon, \quad (2)$$

$$\bar{u}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_T}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + (c_{\varepsilon 1} P - c_{\varepsilon 2} \varepsilon) \frac{\varepsilon}{k}, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} a_{ij} = \overline{u'_i u'_j} / k - 2/3 \delta_{ij} = & -\nu_T / k S_{ij} + C_1 \nu_T / \varepsilon (S_{ik} S_{kj} - 1/3 S_{kl} S_{kl} \delta_{ij}) + \\ & + C_2 \nu_T / \varepsilon (\Omega_{ik} S_{kj} + \Omega_{jk} S_{ki}) + C_3 \nu_T / \varepsilon (\Omega_{ik} \Omega_{jk} - 1/3 \Omega_{kl} \Omega_{kl} \delta_{ij}) + \\ & + C_4 \nu_T k / \varepsilon^2 (S_{ki} \Omega_{lj} + S_{kj} \Omega_{li}) S_{kl} + \\ & + C_5 \nu_T k / \varepsilon^2 (\Omega_{il} \Omega_{lm} S_{mj} + S_{il} \Omega_{lm} \Omega_{mj} - 2/3 S_{lm} \Omega_{mn} \Omega_{nl} \delta_{ij}) + \\ & + C_6 \nu_T k / \varepsilon^2 S_{ij} S_{kl} S_{kl} + C_7 \nu_T k / \varepsilon^2 S_{ij} \Omega_{kl} \Omega_{kl}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\nu_T = C_\mu k^2 / \varepsilon, \quad (5)$$

$$C_\mu = \frac{0,3}{1 + 0,35 \{ \max(\tilde{S}, \tilde{\Omega}) \}^{1,5}} [1 - \exp\{-0,36 \cdot \exp\{0,75 \cdot \max(\tilde{S}, \tilde{\Omega})\}\}], \quad (6)$$

$$\tilde{S} \equiv \frac{k}{\varepsilon} \sqrt{\frac{S_{ij} S_{ij}}{2}}, \quad \tilde{\Omega} \equiv \frac{k}{\varepsilon} \sqrt{\frac{\Omega_{ij} \Omega_{ij}}{2}}, \quad S_{ij} \equiv \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i}, \quad \Omega_{ij} \equiv \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i},$$

where a_{ij} is the tensor of turbulence anisotropy; δ_{ij} is the Kronecker delta; ν_T is the eddy viscosity; k is the kinetic energy of turbulence; ε is the dissipation rate of kinetic energy of turbulence; $P = -\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}$ is the production of turbulent kinetic energy, $\sigma_k = 1$, $\sigma_\varepsilon = 1,3$,

$$C_{\varepsilon 1} = 1,44, \quad C_{\varepsilon 2} = 1,92, \quad C_1 = -0,1, \quad C_2 = 0,1, \quad C_3 = 0,26, \quad C_4 = -10C_\mu^2, \quad C_5 = 0, \quad C_6 = -5C_\mu^2, \quad C_7 = 5C_\mu^2.$$

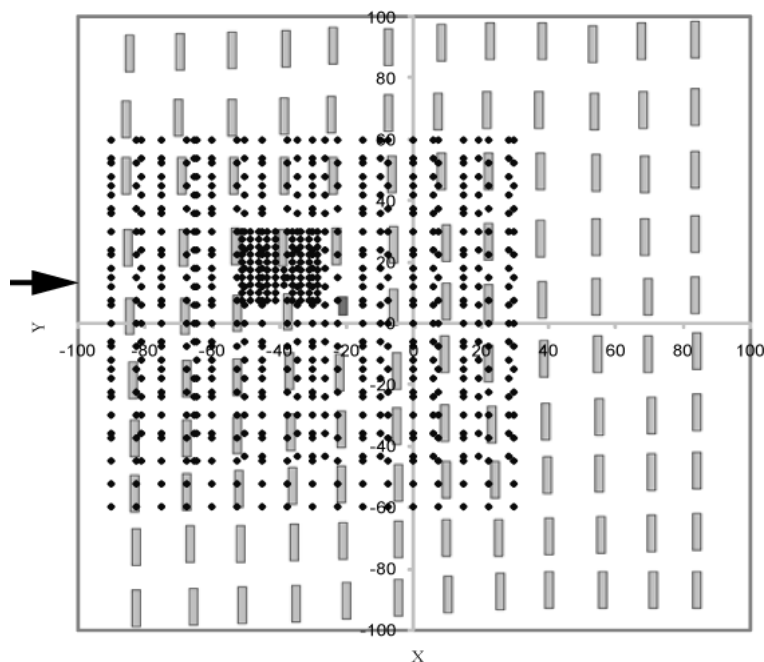
Quadratic combinations of S and Ω tensors take into account of the normal stresses anisotropy. Cubical terms are need for correct modelling of influence of streamlines curvature and flow swirling.

The inlet boundary conditions (B.C.) are based on wind-tunnel data; outlet and lateral B.C. are simple gradient conditions. The wall-function method [1] is used to describe interaction of flow with obstacles and solid surfaces.

The problem is solved numerically, and differential equations are discretized by the finite-volume method [5]. The convective terms of the transport equations are approximated with the use of MLU second-order scheme [7]. To calculate the integrals, piecewise-linear profiles, describing the function variation between nodes, are used. This discretization yields the grid equations, which are solved by the Buleev's explicit method of incomplete factorization [3]. To match the pressure and the velocity fields, Patankar–Spalding SIMPLE algorithm [5] is used. Calculation of parameters in the domain of complex geometry is executed within the method of fictitious areas.

The numerical simulation is based on the MUST experiment dataset (Figure 1). The main point of the experiment is to simulate the real urban obstacles and to measure the flow field and turbulence parameters in case of different meteorological conditions [6]. The study

area is a large domain $200 \text{ m} \times 200 \text{ m}$ with array of containers 10×12 , each of which has size $2,2 \text{ m} \times 2,42 \text{ m} \times 2,54 \text{ m}$. The only container has dimensions $6,1 \text{ m} \times 2,44 \text{ m} \times 3,51 \text{ m}$ at the central area of the computational domain. The boundary conditions are: inflow – $u_1 = U_{ref} (z/8,78)^{0,16}$, $U_{ref} = 5,5 \text{ m}^1\text{s}^{-1}$; $k = 1,45 \text{ m}^2\text{s}^{-2}$; $\varepsilon = 0,2 \text{ m}^2\text{s}^{-3}$, $H_{ref} = 2,54 \text{ m}$; outflow and lateral boundaries are $\partial\Phi/\partial n = 0$, where Φ is $u_1, u_2, u_3, k, \varepsilon$ and \vec{n} is normal to boundary vector. We will consider the approaching flow perpendicular to the container arrangement.



• - location of measurement points, the arrow is denote the wind direction

Fig. 1 – The scheme of computational/experimental domain for MUST.

3 Results

The developed model is evaluated on the basis of a metrics set which measure of model performance and usually applied for air quality models [6]. The following equations define these metrics, which include fractional bias (FB), Hit Rate (q), Correlation coefficient (R), Normal Mean Square Error ($NMSE$), and fraction of predictions with a factor of two of observations ($FAC2$):

$$FB = (\bar{O} - \bar{P}) / (0,5 \cdot (\bar{O} + \bar{P})), \quad \bar{O} = 1/n \sum_{i=1}^n O_i, \quad \bar{P} = 1/n \sum_{i=1}^n P_i,$$

$$q = N/n = 1/n \sum_{i=1}^n N_i, \quad N_i = \begin{cases} 1, & \text{for } |(P_i - O_i)/O_i| \leq D \text{ or } |P_i - O_i| \leq W, \\ 0, & \text{otherwise} \end{cases}$$

$$NMSE = \sum_{i=1}^n (O_i - P_i)^2 / \sum_{i=1}^n (O_i P_i),$$

$$R = \frac{\sum_{i=1}^n [(O_i - \bar{O})(P_i - \bar{P})]}{\left[\sum_{i=1}^n (O_i - \bar{O})^2 \right]^{1/2} \left[\sum_{i=1}^n (P_i - \bar{P})^2 \right]^{1/2}},$$

FAC2 = fraction of data that satisfy $0,5 \leq P_i/O_i \leq 2,0$.

Here, P_i is the model predictions; O_i is the observations/experimental data; \bar{P} is the average over the data set; N is the number of measurement points, D is the ratio error ($=0,25$) and W is the absolute error. A perfect model would have q , $FAC2 = 1$, and FB , $NMSE = 0$. The metrics FB and $NMSE$ are used only for positive values (the kinetic energy of turbulence), because the negative variables could lead to inadequate results.

Table 1 – The metrics for vertical profiles of velocity and kinetic energy of turbulence

	Number of points	W	D	R	q	$FAC2$	FB	$NMSE$
u_1	566	0,008	0,25	0,83	0,70	0,90	-	-
u_3	566	0,007	0,25	0,59	0,17	0,17	-	-
k	566	0,005	0,25	0,39	0,43	0,79	0,38	0,35

A satisfactory model should have the following values of the mentioned above metrics [6]: 1) $FAC2 \geq 0,5$; 2) $FB < 0,3$; 3) $NMSE < 4$; 4) $q \geq 0,66$; 5) $R > 0,5$.

The results of computations show that the hit rate for axial velocity u_1/U_{ref} is usually higher than 0,66 (Table 1). There is substantial disagreement of vertical velocity u_3/U_{ref} with experiment ($q = 0,17$). In spite of this the correlation coefficient R display that the developed model could satisfactory predict of averaged velocity profile. Figure 2 demonstrates that the underestimation of u_3 exists inside the array of containers and at the roof level.

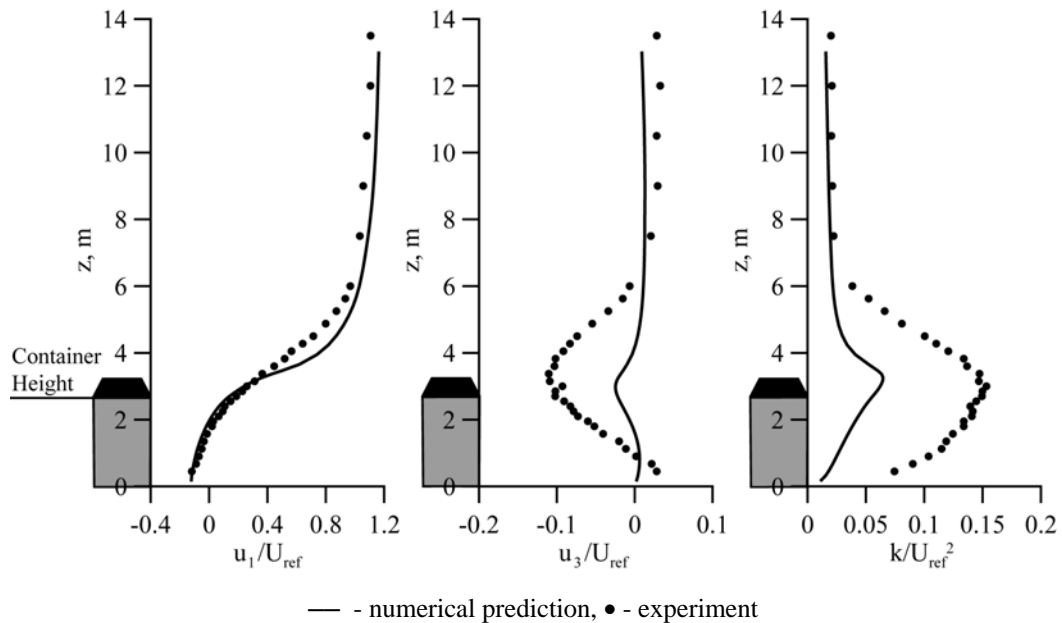


Fig. 2 – Vertical profiles of u_1 , u_3 and kinetic energy of turbulence at $x = -76$, $y = 3$.

In accordance with the Table 1 there is also underprediction of the kinetic energy of turbulence k/U_{ref}^2 (positive values of FB), but parameter $FAC2$ indicate that the part of such predicted data is less than 35%.

The averaged values are derived from computations in the following way [4]:

$$\langle \bar{\phi} \rangle_k = 1/N \sum_i \sum_j \bar{\phi}_{i,j,k}, \quad \langle \overline{\phi' \psi'} \rangle_k = 1/N \sum_i \sum_j (\overline{\phi' \psi'})_{i,j,k},$$

$$\langle \tilde{\phi} \tilde{\psi} \rangle_k = 1/N \sum_i \sum_j (\bar{\phi}_{i,j,k} - \langle \bar{\phi} \rangle_k) (\bar{\psi}_{i,j,k} - \langle \bar{\psi} \rangle_k),$$

where the sum is performed over the N points that are within the air volume of the averaging volume at level k ; N is equal to 16954 below H and 20020 above.

The dispersive kinetic energy is defined as:

$$\langle e \rangle = \frac{1}{2} \left(\langle \tilde{u}_1^2 \rangle + \langle \tilde{u}_2^2 \rangle + \langle \tilde{u}_3^2 \rangle \right).$$

To compute the drag coefficient C_D for a single canyon unit (air volume with the one container) the following relation is used [4]:

$$C_D = \frac{1}{u_1 |u|} \frac{\Delta y}{\Delta z N_{obs}} \Delta P_k.$$

Here, u_1 is the averaged velocity per canyon unit; Δz is the height of a container; Δy is the length of the container; N_{obs} is the number of grid cells per container and ΔP_k is the difference of pressure on the windward and the leeward sides of the container.

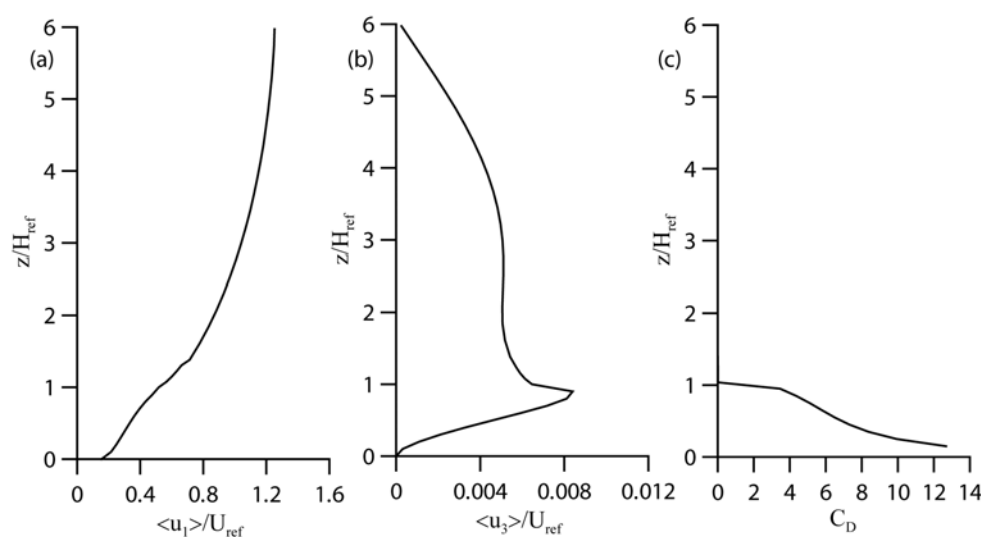


Fig. 3 – Vertical profiles of averaged variables: (a) mean axial velocity; (b) mean vertical velocity; (c) vertical profile of the drag coefficient (non-dimensional).

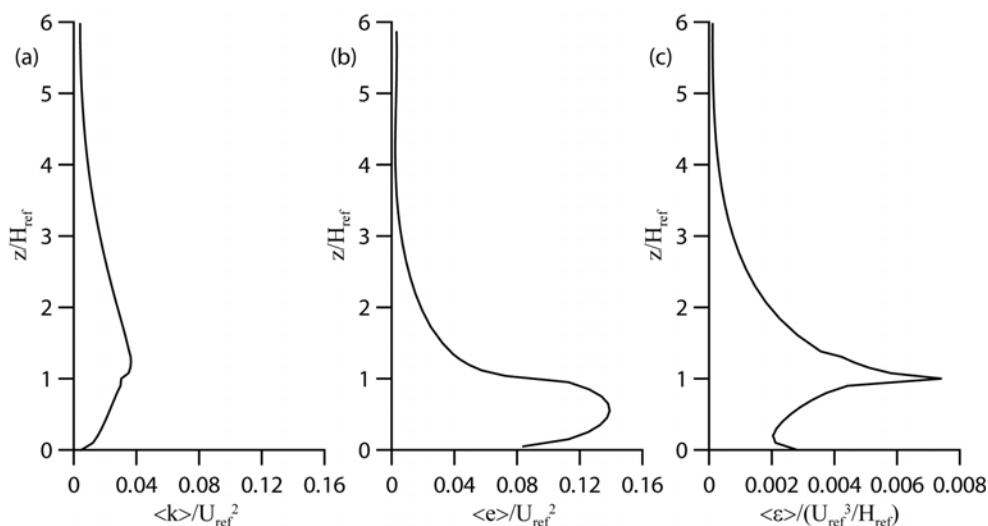


Fig. 4 – Vertical profiles of averaged variables: (a) kinetic energy of turbulence; (b) dispersive kinetic energy; (c) dissipation rate.

Vertical velocity profile of the mean u_1 component (Fig. 3) is approximately linear with height between containers. The results of averaging show that there is no logarithmic law at the roof level and above of containers. Such behavior of the wind profile is in contrast with the commonly used assumption of the log-law for urban canopy. The log-law will be present above the canopy in the case of regular arrangement of obstacles and for obstacles with the cubic shape [4]. There is weak advection in vertical direction (Fig. 3) in comparison with the horizontal transport. The drag coefficient is not a constant and it is substantially varied with height. It does not mean that there is not any similarity of such variation for different obstacles but values of C_D are depended on obstacles geometry and flow conditions.

In accordance with the results of simulation the turbulent kinetic energy $\langle k \rangle$ has maximum at the roof level and decreases inside and above the canopy while the maximum of the dispersive kinetic energy $\langle e \rangle$ is between the containers (Fig. 4). The maximum of dispersive kinetic energy is account for structures smaller that the size of the averaged volume (coherent canyon vortices).

4 Conclusion

The analysis of the model performance on the basis of metrics was conducted. The results of the analysis indicate satisfactory quality of the model. The averaged velocity shows that the vertical profiles of velocity depend on geometry and arrangement of obstacles. Therefore, the profile of velocity is not always logarithmic for urban canopy. The dispersive kinetic energy is substantially higher than the turbulent kinetic energy in canopy. It means the importance of correct parameterization of dispersive stresses in NWP models because they have significant effect on total gradient of the sub-grid fluxes.

Acknowledgments. The study is funded by INTAS grant Ref. Nr. 06-100016-5928 and RFBR grant Nr. 07-05-01126.

5 References

1. Chieng, C.C., B.E. Launder (1980) On the calculation of turbulent heat transport downstream from an abrupt pipe expansion. Numerical Heat Transfer, Vol. 3, pp. 189–207.

2. *Craft, T.J., B.E. Launder, K. Suga* (1996) Development and application of a cubic eddy viscosity model of turbulence. *International J. of Heat and Fluid Flow*, Vol. 17, pp.108–115.
3. *Ilin, V.P.* (1995) *Methods of incomplete factorization for algebraic systems solving*. Fizmatlit, Moscow, Russia, 288 pp.
4. *Martilli, A., J.L. Santiago* (2007) CFD simulation of airflow over a regular array of cubes. Part II: analysis of spatial average properties. *Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 122, p. 635–654.
5. *Patankar, S.V.* (1980) *Numerical heat transfer and fluid flow*. Hemisphere Publishing Corporation, USA, 214 pp.
6. *Sabatino, S.D., R. Buccolieri, H. Olesen, M. Ketzel, R. Berkowicz, J. Franke, M. Shatzmann, H. Schlunzen, R. Britter, C. Borrego, A.M. Costa, S.T. Castelli, T. Reisin, A. Hellsten, J. Saloranta, N. Moussiopoulos, F. Barmpas, K. Brzozowski, I. Goricsan, M. Balczó, J. Bartzis, G. Efthimiou, J.L. Santiago, A. Martilli, M. Piringer, M. Hirtl, A. Baklanov, R. Nuterman, A. Starchenko* (2008) COST 732 in practice: the MUST model evaluation exercise. Accepted for publication in *Int. J. of Environment and Pollution*, 8 pp.
7. *Van Leer, B.* (1974) Towards the ultimate conservative difference scheme. II. Monotonicity and conservation combined in a second order scheme. *Journal of Computational Physics*, Vol. 14, pp. 361–370.
8. *Wilcox, D.C.* (2006) *Turbulence Modelling for CFD*. DCW Industries, Inc., La Canada, California, 522 pp.

Применение микромасштабной модели для разработки схемы параметризации городской застройки в мезо-масштабных моделях

Аннотация. Численное моделирование течений в условиях городской застройки является важным при обеспечении готовности к аварийным ситуациям, а так же для разработки новых схем параметризации атмосферного пограничного слоя в численном прогнозе погоды. Данное исследование представляет собой анализ свойств потока, осредненных по пространству, вокруг различных препятствий характерных для города.

Ключевые слова: микромасштабная модель с явным выделением препятствий, параметризация городской застройки.

R. San José¹, Ph.D., J. L. Pérez¹, Ph.D., J. L. Morant¹, Ph.D., R. M. González², Ph.D.

¹*Environmental Software and Modelling Group, Computer Science School, Technical University of Madrid, Campus de Montegancedo, Madrid, Spain*

²*Department of Meteorology and Geophysics, Faculty of Physics, Complutense University of Madrid, Ciudad Universitaria, Madrid, Spain*

SIMULATIONS OF PM₁₀, PM_{2.5} AND OTHER POLLUTANTS DURING WINTER 2003 IN GERMANY: A MODEL EXPERIMENT WITH MM5-CMAQ AND WRF/CHEM MODELS

Abstract. *We have applied the MM5-CMAQ model to simulate the high concentrations in PM₁₀ and PM_{2.5} during a winter episode (2003) in Central Europe. The selected period is January, 15 -April, 6, 2003. Values of daily mean concentrations up to 75 µg m⁻³ are found on average of several monitoring stations in Northern Germany. This model evaluation shows that there is an increasing underestimation of primary and secondary species with increasing observed PM₁₀. The high PM levels were observed under stagnant weather conditions, that are difficult to simulate. The MM5 is the PSU/NCAR non-hydrostatic meteorological model and CMAQ is the chemical dispersion model developed by EPA (US) used in this simulation with CBM-V. The TNO emission inventory was used to simulate the PM₁₀ and PM_{2.5} concentrations with the MM5-CMAQ model. The results show a substantial underestimation of the elevated values in February and March, 2003. An increase on the PM_{2.5} emissions (five times) produces the expected results and the correlation coefficient increases slightly. The WRF/CHEM model results show an excellent performance with correct emission database. The main difference between MM5-CMAQ simulations and WRF/CHEM is the MOSAIC particle models and the "classical" MADE/SORGAM particle model used in WRF/CHEM and CMAQ respectively. MOSAIC seems to make a better job than MADE particle model for this particular episode.*

Keywords: *emissions, PM₁₀ and PM_{2.5}, air quality models, air particles.*

1 Introduction

Simulations of elevated PM₁₀ and PM_{2.5} concentrations have been always underestimated by modern three dimensional air quality modelling tools. This fact has focused much more attention between researchers during last years. Three dimensional air quality models have been developed during the last 15-20 years and substantial progress has occurred in this research area. These models are composed by a meteorological driver and a chemical and transport module. Examples of meteorological drivers are: MM5 (PSU/NCAR, USA), [9], RSM (NOAA, USA), ECMWF (Redding, U.K.), HIRLAM (Finnish Meteorological Institute, Finland), WRF [12] and examples of dispersion and chemical transport modules are EURAD (University of Cologne, Germany), [22], EUROS (RIVM, The Netherlands), [13], EMEP Eulerian (DNMI, Oslo, Norway), MATCH (SMHI, Norrkoping, Sweden), [6], REM3 (Free University of Berlin, Germany), [24], CHIMERE (ISPL, Paris, France), [19], NILU-CTM (NILU, Kjeller, Norway), [7], LOTOS (TNO, Apeldoorn, The Netherlands), [15], DEM (NERI, Roskilde, Denmark), [8], OPANA model [16,17,18] based on MEMO and MM5 mesoscale meteorological models and with the chemistry on-line solved by [11], STOCHEM (UK Met. Office, Bracknell, U.K.), [5] and CMAQ (Community Multiscale Air Quality modelling system) [3], developed by EPA (USA). In USA, CAMx Environ Inc., STEM-III (University of Iowa) and CMAQ model are the most up-to-date air quality dispersion chemical models. In this application we have used the CMAQ model (EPA, U.S.) which is one of the most complete models and includes aerosol, cloud and aerosol chemistry.

2 PM10 and PM2.5 episode

During the period January, 15, 2003 to April, 5, 2003, in central Europe (mainly northern part of Germany), we observe three high peaks on PM10 and PM2.5 values in several monitoring stations located in the area of North-East of Germany. The daily averages of PM10 concentrations were close to $80 \mu\text{g m}^{-3}$ and higher than $70 \mu\text{g m}^{-3}$ for PM2.5 concentrations. These values are about 4-5 times higher than those registered as “normal” values. The first peak on PM10 and PM2.5 concentrations was developed after Feb. 1 until Feb. 15. During this period of time, Central Europe was under the influence of a high-pressure system coming from Russia through Poland and Southern Scandinavia. In Northern part of Germany, we found southeasterly winds and stable conditions with low winds. These meteorological conditions brought daily PM10 concentrations at about $40 \mu\text{g m}^{-3}$. The second peak was characterized by a sharp gradient on PM10 concentrations after Feb. 15 and until March, 7. These episode reached daily PM10 concentrations up to $70 \mu\text{g m}^{-3}$. The meteorological conditions on March, 2 (peak values) was characterized by a wind rotation composed by Southwesterly winds from Poland over the North of Germany and Northwesterly and Western winds in the Central part of Germany. Finally a third peak with values of about $65 \mu\text{g m}^{-3}$ on March, 27 starts on March, 20 ending on April, 5, 2003. was having a similar structure and causes than the second one.

3 Emission data

In both models, we have applied the TNO emissions [23] as area and point sources with a geographical resolution of 0.125° latitude by 0.25° longitude and covering all Europe. The emission totals by SNAP activity sectors and countries agree with the baseline scenario for the Clean Air For Europe (CAFE) program [1]. This database gives the PM10 and PM2.5 emission for the primary particle emissions. We also took from CAFE the PM splitting sub-groups, height distribution and the breakdown of the annual emissions into hourly emissions. The PM2.5 fraction of the particle emissions was split into an unspecified fraction, elemental carbon (EC) and primary organic carbon (OC). The EC fraction of the PM2.5 emissions for the different SNAP sectors were taken from [20]. For the OC fraction, the method proposed by [2] is applied as follows: an average OC/EC emission ratio of two was used for all sectors, i.e. the OC fraction were set as twice the EC fractions, except if the sum of the two fractions exceed the unity. In this case ($f_{\text{EC}} > 0.33$), f_{OC} was set as: $f_{\text{OC}} = 1 - f_{\text{EC}}$. With this prepared input, the WRF/CHEM and CMAQ took the information as it is. The hourly emissions are derived using sector-dependent, monthly, daily and hourly emission factors as used in the EURODELTA (<http://aqm.jrc.it/eurodelta/>) exercise.

4 Observational data

Eighteen PM10 stations were selected for the comparison with the model results. Seventeen stations represent the rural background and one station represent the urban background in Berlin. All stations are located in flat or moderate hill terrain. Most of the stations are operated by the respective Federal State agencies. At four stations (Neuglobsow, Zingst, Westerland and Deuselbach, which are EMEP background stations run by the German Environmental Protection Agency, Umweltbundesamt), the observed concentrations of particulate sulphate, total nitrate ($\text{HNO}_3 + \text{NO}_3^-$) and total ammonia ($\text{NH}_3 + \text{NH}_4^+$) were available. Deuselbach, in the southwest of Germany, is located outside of the high PM10 concentration region. In addition, at the research station Melpitz [21] the concentrations of the components of secondary inorganic aerosols SO_4^{2-} , NO_3^- , NH_4^+ , as well as the concentrations

of EC, OC and NH₃ were available. The SO₂ and NO₂ concentrations at these five stations were also taken into account in the model comparison. PM_{2.5} observations were available at four stations: Melpitz, Waldhof, Deuselbach and Hannover. All PM₁₀ and PM_{2.5} observations are based on gravimetric measurements, and the concentrations of the inorganic species in aerosol particles on ion chromatography. The chemical composition data at Melpitz result from the PM_{2.5} fraction, whereas the composition data from the other stations were analyzed from the PM₁₀ particle concentrations. OC data were corrected by a factor of 1.4 to account for the non-C atoms in the particulate organic matter (OM) concentrations, which are currently not measured [14].

5 MM5-CMAQ and WRF-CHEM architectures and configurations

MM5 was set up with two domains: a mother domain with 60x60 grid cells with 90 km spatial resolution and 23 vertical layers and 61x61 grid cells with 30 km spatial resolution with 23 vertical layers. The central point is set at 50.0 N and 10.0 E. The model is run with Lambert Conformal Conical projection. The CMAQ domain is slightly smaller following the CMAQ architecture rules. We use reanalysis T62 (209 km) datasets as 6-hour boundary conditions for MM5 with 28 vertical sigma levels and nudging with meteorological observations for the mother domain. We run MM5 with two-way nesting capability. We use the Kain-Fritsch 2 cumulus parameterization scheme, the MRF PBL scheme, Schultz microphysics scheme and Noah land-surface model. In CMAQ we use clean boundary profiles for initial conditions, Yamartino advection scheme, ACM2 for vertical diffusion, EBI solver and the aqueous/cloud chemistry with CB05 chemical scheme. Since our mother domain includes significant areas outside of Europe (North of Africa), we have used EDGAR emission inventory with EMIMO 2.0 emission model approach to fill those grid cells with hourly emission data. The VOC emissions are treated by SPECIATE Version 4.0 (EPA, USA) and for the lumping of the chemical species, we have used the [4] procedure, for 16 different groups. We use our BIOEMI scheme for biogenic emission modeling. The classical, Atkin, Accumulation and Coarse modes are used (MADE/SORGAM modal approach).

In WRF/CHEM simulation we have used only one domain with 30 km spatial resolution similar to the MM5. We have used the Lin et al. (1983) scheme for the microphysics, Yamartino scheme for the boundary layer parameterization and [10] for the biogenic emissions. The MOSAIC sectional approach is used with 4 modes for particle modeling.

6 Model results

The comparison between daily average values (averaged over all monitoring stations) of PM₁₀ concentrations and modeled values has been performed with several statistical tools such as: Calculated mean/Observed mean; Calculated STD/Observed STD; bias; squared correlation coefficient (R²); RMSE/Observed mean (Root Mean Squared Error); percentage within +/-50% and number of data sets. Figure 1 shows the comparison between PM₁₀ observed averaged daily values and the modeled values by MM5-CMAQ. The results show that MM5-CMAQ underestimates about 4 times the observed peak values and particularly the highest one on March, 2, 2003. The R² coefficient is 0.69. Figure 2 shows similar information but for the WRF/CHEM results. In this case WRF/CHEM captures quite well the magnitude of the peaks, particularly the first one. For the second and third peak, the model underestimates about 20 % the peak values. The R² coefficient is 0.61. In case of PM_{2.5} the Figures 3 and 4 shows similar results than Fig. 1 and 2. The R² coefficients are 0.41 and 0.58. The squared correlation coefficient goes from 0.69 to 0.61 in the case of PM₁₀ but increases substantially in case of PM_{2.5}, from 0.41 to 0.58. In WRF/CHEM both R² coefficients (for PM₁₀

and PM_{2.5}) are quite close (0.58 and 0.61) but in case of MM5-CMAQ, PM_{2.5} R² coefficient is substantially lower than in case of PM₁₀.

Fig. 1 – Comparison between daily average observed PM₁₀ concentrations and model results produced by MM5-CMAQ. The model does not capture the magnitude of the PM₁₀ peaks.

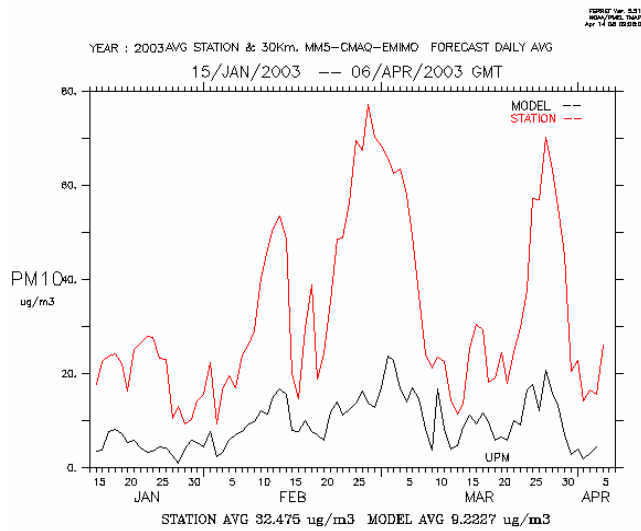


Fig. 2 – Comparison between daily average observed PM₁₀ concentrations and model results produced by WRF/CHEM. The model captures quite well the magnitude of the PM₁₀ peaks, particularly the first one.

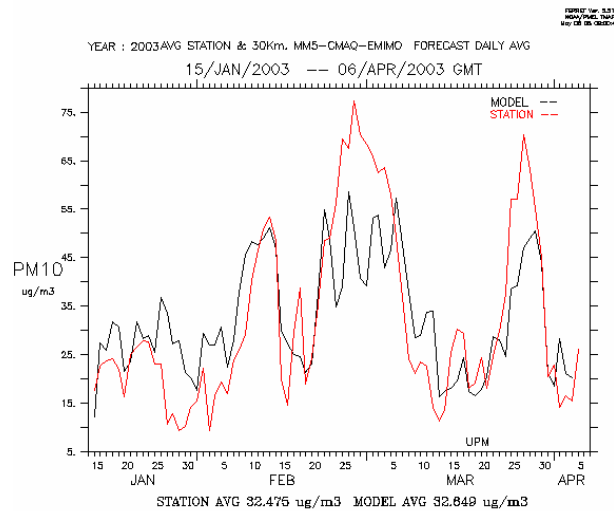
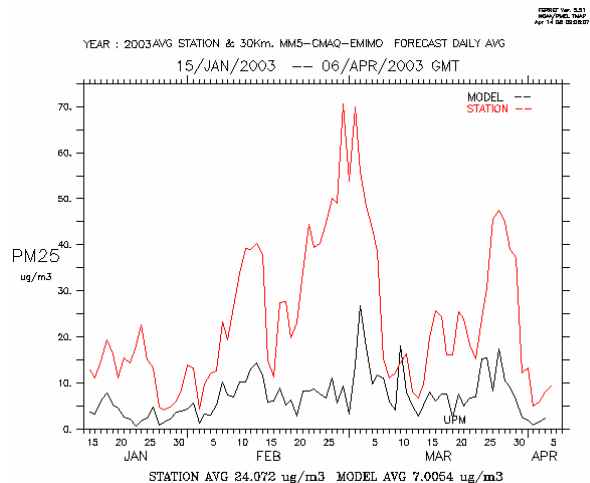


Fig. 3 – Comparison between daily average observed PM_{2.5} concentrations and model results produced by MM5-CMAQ. The model does not capture the magnitude of the PM_{2.5} peaks.



We performed another full experiment with MM5-CMAQ. We multiply by 5 the PM2.5 emissions provided by TNO in the whole domain. The results are shown in Figures 5 and 6. The results are surprisingly good for both species. The R2 coefficient is 0.70 and 0.48 for PM10 and PM2.5 respectively. In both cases the correlation is improved and particularly for PM2.5 although just slightly. It is difficult to explain these results but it is a fact.

Fig. 4 – Comparison between daily average observed PM2.5 concentrations and model results produced by WRF/CHEM. The model captures quite well the magnitude of the PM10 peaks, particularly the last one.

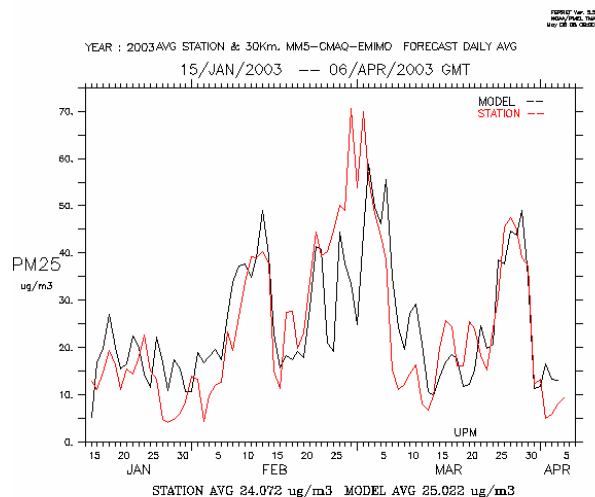


Fig. 5 – Comparison between daily average observed PM10 concentrations and model results produced by MM5-CMAQ with PM2.5 emissions multiplied by 5. The model captures quite well the magnitude of the PM10 peaks, particularly the second one.

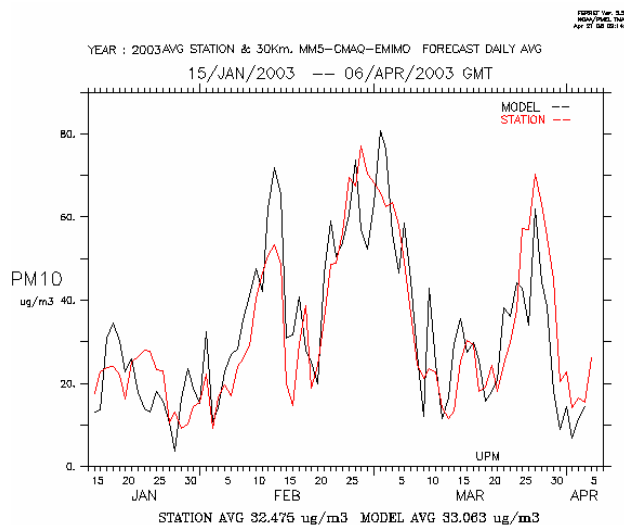
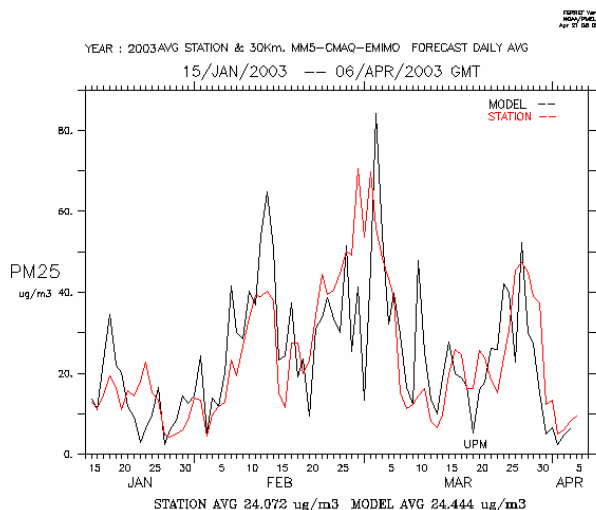


Fig. 6 – Comparison between daily average observed PM2.5 concentrations and model results produced by MM5-CMAQ with PM2.5 emissions multiplied by 5. The model captures quite well the magnitude of the PM10 peaks, particularly the third one.



7 Conclusions

We have implemented and run two different models (MM5-CMAQ and WRF-CHEM) for the same episode over Northern part of Germany during the winter period of 2003 (Jan. 15 -Apr. 5, 2003). WRF-CHEM made a better job than MM5-CMAQ, not only the patterns reproduce the peak values quite well but also the statistical parameters are good. The calculated mean values divided by the observed mean value is exactly 1.0 for PM10 and WRF/CHEM on-line model. For the MM5-CMAQ this ratio is 0.28 and when we multiply the PM2.5 emissions by 5, the ratio is 1.02 which is also excellent. The bias values for WRF/CHEM, MM5-CMAQ and MM5-CMAQ (x5) are 0.09, -23.33 and 0.51 which are excellent values for WRF/CHEM and MM5-CMAQ (x5). No realistic explanation is found for the exercise related to multiply by 5 the PM2.5 emissions from TNO emission inventory. The main apparent reason why WRF/CHEM is doing much better job than normal MM5-CMAQ is the use of MOSAIC particle model based on sectional modal approach instead the “classical” approach based on MADE/SORGAM modal approach.

Acknowledgements. We would like to thank Dr. Peter Builtjes for then initial guidance and suggestion for this experiment and also COST 728 project (EU) where the inter-comparison experiment was proposed.

References

1. *Amann, M., I. Bertok, J. Cofala, F. Gyarfas, C. Heyes, Z. Klimon (2005) Baseline Scenarios for the Clean Air for Europe (CAFE) Programme. Final Report, International Institute for Applied Systems Analysis, Schlossplatz 1, A-2361 Laxenburg, Austria.*
2. *Beekmann, M., A. Kerschbaumer, E. Reimer, R. Stern, D. Möller (2007) PM Measurement Campaign HOVERT in the Greater Berlin area: model evaluation with chemically specified observations for a one year period. Atmos. Chem. Phys., 7, pp. 55–68.*
3. *Byun, D.W., J. Young, G. Gipson, J. Godowitch, F. Binkowsky, S. Roselle, B. Benjey, J. Pleim, J.K.S. Ching, J. Novak, C. Coats, T. Odman, A. Hanna, K. Alapaty, R. Mathur, J. McHenry, U. Shankar, S. Fine, A. Xiu, and C. Lang. (1998) Description of the Models-3 Community Multiscale Air Quality (CMAQ) model. Proceedings of the American Meteorological Society, 78th Annual Meeting Phoenix, AZ, Jan. 11–16, pp. 264–268.*
4. *Carter, W.P.L. (2007) Development of the SAPRC-07 Chemical Mechanism and Updated Ozone Reactivity Scales. Final report to the California Air Resources Board Contract, No. 03-318, August. Available at <http://www.cert.ucr.edu/~carter/SAPRC>.*
5. *Collins, W.J., D.S. Stevenson, C.E. Johnson and R.G. Derwent (1997) Tropospheric ozone in a global scale 3D Lagrangian model and its response to NOx emission controls. J. Atmos. Chem., 86, pp. 223–274.*
6. *Derwent, R., and M. Jenkin (1991) Hydrocarbons and the long-range transport of ozone and PAN across Europe. Atmospheric Environment 8, pp. 1661–1678.*
7. *Gardner, R.K., K. Adams, T. Cook, F. Deidewig, S. Ernedal, R. Falk, E. Fleuti, E. Herms, C. Johnson, M. Lecht, D. Lee, M. Leech, D. Lister, B. Masse, M. Metcalfe, P. Newton, A. Schmidt, C. Vandenberg. and R. van Drimmelen (1997) The ANCAT/EC global inventory of NOx emissions from aircraft. Atmospheric Environment 31, pp. 1751–1766.*
8. *Gery M.W., G.Z. Whitten, J.P. Killus and M.C. Dodge (1989) A photochemical kinetics mechanism for urban and regional scale computer modelling. Journal of Geophysical Research 94, D10, pp. 12925–12956.*
9. *Grell, G.A., J. Dudhia and D.R. Stauffer (1994) A description of the Fifth-Generation Penn State/NCAR Mesoscale Model (MM5). NCAR/TN-398+STR, NCAR Technical Note.*

10. Guenther A., C.N. Hewitt, D. Erickson, R. Fall, C. Geron, T. Graedel, P. Harley, L. Klinger, M. Lerdau, W.A. McKay, T. Pierce, B. Scholes, R. Steinbrecher, R. Tallamraju, J. Taylor and P. Zimmerman (1995) A global model of natural volatile organic compound emissions, *Journal of Geophysical Research* 100, pp. 8873–8892.
11. Jacobson M.Z. and R.P. Turco (1994) SMVGEAR: A sparse-matrix, vectorized GEAR code for atmospheric models. *Atmospheric Environment* 28, 2, pp. 273–284.
12. Janjic, Z. I., J. P. Gerrity, Jr. S. Nickovic (2001) An Alternative Approach to Nonhydrostatic Modeling. *Monthly Weather Review*, Vol. 129, pp. 1164–1178
13. Langner J., R. Bergstrom and K. Pleijel (1998) European scale modeling of sulfur, oxidized nitrogen and photochemical oxidants. Model development and evaluation for the 1994 growing season. SMHI report RMK No. 82, Swedish Met. And Hydrol. Inst., SE-601 76 Norrkoping, Sweden.
14. Putaud, J., F. Raesa, R. Van Dingenen, E. Brüggemann, M. Facchini, S. Decesari, S. Fuzzi, R. Gehrig, C. Hueglin, P. Laj, G. Lorbeer, W. Maenhaut, N. Mihalopoulos, K. Mueller, X. Querol, S. Rodriguez, J. Schneider, G. Spindler, H. ten Brink, K. Torseth, A. Wiedensohler (2004) A European aerosol phenomenology - 2: chemical characteristics of particulate matter at kerbside, urban, rural and background sites in Europe. *Atmospheric Environment* 38, pp. 2579–2595.
15. Roemer M., G. Boersen, P. Builtjes and P. Esser (1996) The Budget of Ozone and Precursors over Europe Calculated with the LOTOS Model. TNO publication P96/004, Apeldoorn, The Netherlands.
16. San José R., L. Rodríguez, J. Moreno, M. Palacios, M.A. Sanz and M. Delgado (1994) Eulerian and photochemical modelling over Madrid area in a mesoscale context. *Air Pollution II*, Vol I., Computer Simulation, Computational Mechanics Publications, Ed. Baldasano, Brebbia, Power and Zannetti, pp. 209–217.
17. San José R., J. Cortés, J. Moreno, J.F. Prieto and R.M. González (1996) Ozone modelling over a large city by using a mesoscale Eulerian model: Madrid case study, *Development and Application of Computer Techniques to Environmental Studies*, Computational Mechanics Publications, Ed. Zannetti and Brebbia, pp. 309–319.
18. San José, R., J.F. Prieto, N. Castellanos and J.M. Arranz (1997) Sensitivity study of dry deposition fluxes in ANA air quality model over Madrid mesoscale area, *Measurements and Modelling in Environmental Pollution*, Ed. San José and Brebbia, pp. 119–130.
19. Schmidt H., C. Derognat, R. Vautard and M. Beekmann (2001) A comparison of simulated and observed ozone mixing ratios for the summer 1998 in Western Europe, *Atmospheric Environment* 35, pp. 6277–6297.
20. Schaap, M., H. Denier van der Gon, A. Visschedijk, M. van Loon, H. ten Brink, F. Dentener, J. Putaud, B. Guillaume, C. Lioussse, P. Builtjes (2004a) Anthropogenic Black Carbon and Fine Aerosol Distribution over Europe, *J. Geophys. Res.*, 109, D18207, DOI:10.1029/2003JD004330.
21. Spindler, G., K. Mueller, E. Brüeggemann, T. Gnauk, H. Herrmann (2004) Long-term size-segregated characterization of PM₁₀, PM_{2.5}, and PM₁ at the IfT research station Melpitz downwind of Leipzig (Germany) using high and low-volume filter samplers. *Atmospheric Environment* 38, pp. 5333–5347.
22. Stockwell W., F. Kirchner, M. Kuhn and S. Seefeld (1977) A new mechanism for regional atmospheric chemistry modeling, *J. Geophys. Res.* 102, pp. 25847–25879.
23. Visscherdijk, A. and H. Denier van der Gon (2005) Gridded European anthropogenic emission data for NO_x, SO₂, NMVOC, NH₃, CO, PM₁₀, PM_{2.5} and CH₄ for the year 2000. TNO-report B&O-AR, 2005/106.
24. Walcek C. (2000) Minor flux adjustment near mixing ration extremes for simplified yet highly accurate monotonic calculation of tracer advection. *J. Geophys. Res.* 105, pp. 9335–9348.

Моделирование концентраций фракций PM₁₀, PM_{2.5} и других загрязняющих веществ в течение зимнего периода 2003 в Германии: численные эксперименты с моделями MM5-CMAQ и WRF/CHEM

Аннотация. Авторы статьи применили модель MM5-CMAQ для моделирования высоких концентраций загрязняющих веществ с диаметрами менее 10.0 и 2.5 мкм (фракции PM₁₀ и PM_{2.5}, соответственно) в Центральной Европе на протяжении зимнего периода 2003 г. Выбран период с 15 января по 6 апреля 2003 г. Значения среднесуточных концентраций, достигающие 75 $\mu\text{g m}^{-3}$, были выявлены в основном на некоторых станциях мониторинга в северной Германии. Оценки модели показали, что при увеличении измеренных концентраций PM₁₀ имеет место увеличение недооценки первичного и вторичного типов загрязняющих веществ. Высокие концентрации фракций PM наблюдались при застойных погодных условиях, которые трудно смоделировать. MM5 является негидростатической моделью PSU/NCAR, а CMAQ – это химическая дисперсионная модель, разработанная в EPA (US) и используемая в этом эпизоде совместно с моделью CBM-V. Для того чтобы в модели MM5-CMAQ смоделировать концентрации фракций PM₁₀ и PM_{2.5} использовался кадастр вредных выбросов, составленный Netherlands Organization for Applied Scientific Research. Результаты показали существенную недооценку значений концентраций на высотах в феврале и марте 2003 г. Увеличение выбросов PM_{2.5} (в пять раз) дает ожидаемый результат, и коэффициент корреляции увеличивается незначительно. Результаты модели WRF/CHEM показали хорошую согласованность с стандартной базой данных выбросов. Главное отличие между моделированием с помощью MM5-CMAQ и WRF/CHEM являются модели MOSAIC и MADE/SORGAM используемые в WRF/CHEM и CMAQ, соответственно. Представляется, что модель MOSAIC дает лучшие результаты для рассмотренных эпизодов, чем модель MADE.

Ключевые слова: выбросы, фракции PM₁₀ и PM_{2.5}, модели качества воздуха, атмосферные частицы.

В.Н. Семенов, проф., О.С. Сорокикова, проф.
ИБРАЭ РАН, Россия

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОСЛЕДСТВИЙ ГИПОТЕТИЧЕСКИХ РАДИАЦИОННЫХ АВАРИЙ ПРИ УТИЛИЗАЦИИ АТОМНЫХ ПОДВОДНЫХ ЛОДОК В КАМЧАТСКОМ РЕГИОНЕ

Аннотация. *Выполнены модельные оценки возможных последствий экстремальных гипотетических аварий при утилизации атомных подводных лодок, сопровождающихся выбросом радионуклидов в атмосферу и на морскую поверхность. Показано, что, любая экстремальная авария, сопровождающаяся выбросом в атмосферу, может привести только к локальным последствиям для прилегающих территорий. Попадание же радионуклидов на морскую поверхность при неблагоприятном стечении обстоятельств может привести к длительному дрейфу пятна на большие расстояния при сохранении высоких концентраций.*

Ключевые слова: *радиационная авария, утилизация, атомная подлодка, радионуклиды.*

1 Введение

В настоящее время на Камчатском полуострове проводится утилизация отработавших свой срок атомных подводных лодок (АПЛ). Реакторы АПЛ представляют потенциальную радиационную опасность, пока из них не выгружено отработанное ядерное топливо (ОЯТ). Не исключена возможность выбросов или утечки радиоактивности из реакторов в окружающую среду в результате стихийных бедствий, диверсии или халатности персонала. После выгрузки ОЯТ проводится деактивация лодки, снимается оборудование. Из АПЛ вырезаются блоки, каждый из которых состоит из реакторного и смежных отсеков. Эти блоки герметизируются и переправляются в пункты отстоя, где хранятся у причалов. Многие из операций выполняются при вскрытых защитных барьерах, что в случае аварии может привести к серьезным последствиям для населения и окружающей среды. В процессе утилизации образуется большое количество жидких и твердых радиационных отходов, в том числе вырезанный реакторный отсек. Аварийные ситуации возможны как при отстое АПЛ и выгрузке ОЯТ, так и при проведении демонтажных работ. Они могут быть вызваны отказом технологических средств и оборудования, ошибками персонала, экстремальными погодными условиями, диверсиями и другими причинами. Вероятность таких ситуаций крайне мала. Однако, несмотря на это, необходимо оценить наихудшие возможные последствия при выбросе радионуклидов во внешнюю среду (дать модельную консервативную оценку).

2 Используемые методы и подходы

В ИБРАЭ РАН разработано несколько сценариев экстремальных гипотетических аварий при утилизации АПЛ в Камчатском регионе с выбросом радиоактивности в атмосферу и на морскую поверхность. Исходя из анализа разработанных сценариев (по мощности выброса), в дальнейшем рассмотрены следующие две самые значительные по мощности гипотетического выброса в окружающую среду аварии:

- самопроизвольная цепная реакция (СЦР) при выгрузке отработанного ядерного топлива в атмосферу;
- террористический акт с подрывом, возникновением интенсивного пожара и затоплением плавучей транспортной базы (ПТБ) на маршруте следования из Камчатки в Приморский край (при транспортировке отходов).

Представляется важным попытаться оценить, возможны ли заметные загрязнения подстилающей поверхности и водных акваторий на больших расстояниях от места аварии. Другими словами возможны ли такие гипотетические ситуации, когда загрязнением будут подвержены районы на значительных расстояниях от места аварии, в том числе места рыбных промыслов иностранных государств.

К сожалению, хорошо известно, что при крупнейших радиационных авариях (Чернобыльская катастрофа) значительным загрязнением могут быть подвержены территории на расстояниях тысяч километров от места аварии. Для такой крупнейшей аварии, распространение загрязнения по воздуху, из-за высокой первоначальной эффективной высоты выброса, привело к загрязнению поверхности (как суши, так и водных поверхностей) большой площади на больших расстояниях от источника. Для территорий, где наблюдались осадки, в момент прохождения радиоактивного облака, это загрязнение особенно значительно.

Проведены модельные оценки последствия экстремальной радиационной аварии при распространении загрязнения по воздуху которые показали, что при самых неблагоприятных метеорологических условиях и сценарии аварии - СЦР, зона, где ситуация по дозовым нагрузкам за первые 10 дней и первый год попадает под классификацию аварийной разной степени тяжести, не превышает 50 км. Оценки выполнены для разных типов метеорологических условий, таких, например, как попадания паровоздушного выброса в слой температурной инверсии, наличие осадков при малой интенсивности горизонтального и вертикального турбулентного рассеяния итд. Модельные оценки выполнены при помощи специальной системы для поддержки принятия решений при возникновении аварийной ситуации на радиационно опасных объектах НОСТРАДАМУС [2, сборник докладов этой конференции Р.В. Арутюнян и др.].

Таким образом, при самом неблагоприятном стечении всех факторов, территории на расстояниях от источника, больших, чем отмеченные, при распространении загрязнения по воздуху не будут подвержены загрязнениям, которые требуют особого внимания по прогнозируемым дозам облучения (на срок до 1 года после аварии).

На наш взгляд представляется важным попытаться определить условия и тип аварий, при которых возможен дальний перенос по воде радиационного загрязнения, а также определить наиболее неблагоприятные ситуации, при которых могут возникнуть в той или иной степени опасные концентрации радионуклидов в воде на значительных расстояниях от источника. Беспокойство по этому поводу высказывают сопредельные государства. При авариях не связанных с затоплением, начальному загрязнению будет подвержен приповерхностный слой воды в результате непосредственного загрязнения или выпадения из атмосферы.

Наиболее неблагоприятным для распространения по воде, с точки зрения дальнего переноса, является следующие факторы. Чем менее интенсивно турбулентное перемешивание, чем сильнее течения, тем больше вероятность дальнего переноса радиоактивного загрязнения опасных концентраций. В акватории, свободной ото льда, дальний перенос может происходить в приповерхностном слое, где течения, как правило, максимальны, и пятно загрязнения гипотетически может переместиться на большие расстояния. Интенсивность вертикального перемешивания в приповерхностном слое, масштаб слоя перемешивания, находится в существенной зависимости от сезона. Наиболее опасным представляется поверхностное загрязнение воды летом, когда из-за устойчивой стратификации в приповерхностном слое, вертикальный масштаб слоя перемешивания из-за возникновения сезонного термоклина порядка десятка метров и менее.

Задача моделирования распространения радиоактивного загрязнения по воде при экстремальных гипотетических авариях в процессе утилизации АПЛ, связана со следующими основными трудностями.

Во – первых, необходимо иметь информацию о полях течений и характеристиках турбулентности. Во – вторых, в отличие от достаточно гладких температурных полей и полей солености, пятно загрязнения может дрейфовать на значительные расстояния от места аварии при этом сохраняя значительные концентрации и градиенты концентраций. Поэтому эйлеров подход нежелателен. При применении эйлерова подхода пятно загрязнения сразу имеет размер, соответствующий размеру эйлеровой ячейки, кроме того, для эйлерова подхода при наличии значительных градиентов характерны нефизические осцилляции концентраций или приходится использовать явную искусственную или аппроксимационную вязкость. Это сильно занижает модельные концентрации.

Для моделирования распространения радиоактивных загрязнений в Тихом океане при возможных авариях судов, в процессе транспортировки отработанного ядерного топлива на пути из Петропавловска-Камчатского во Владивосток, использована трехмерная лагранжева модель Монте-Карло переноса и диффузии полидисперсной примеси в трехмерном неоднородном поле скоростей течений при неизотропном поле турбулентности. Эта модель служит основой ‘морской’ версии НОСТРАДАМУСА. Входными данными модели служат данные моделирования по трехмерной модели гидротермодинамики океана ИВМ РАН [1]. Модель специально настроена на акваторию Тихого океана от экватора до Берингова пролива с достаточно высоким пространственным разрешением ($1/8$ градуса) по широте и долготе, которая способна воспроизводить вихревую динамику океана и крупномасштабную структуру течений с учетом атмосферного воздействия.

Кроме того, для получения консервативных оценок возможных концентраций радионуклидов в морской воде и траектории дрейфа пятна, в зависимости от местоположения аварии разработана консервативная квазидвумерная лагранжева модель распространения примеси. Входными данными для нее служит специальная база данных о среднемесячных полях течений, информация о поверхностном слое перемешивания, рассчитанной крупномасштабной скорости даунвеллинга (рис.1).



Рис. 1 – Входные данные для морской версии НОСТРАДАМУСА

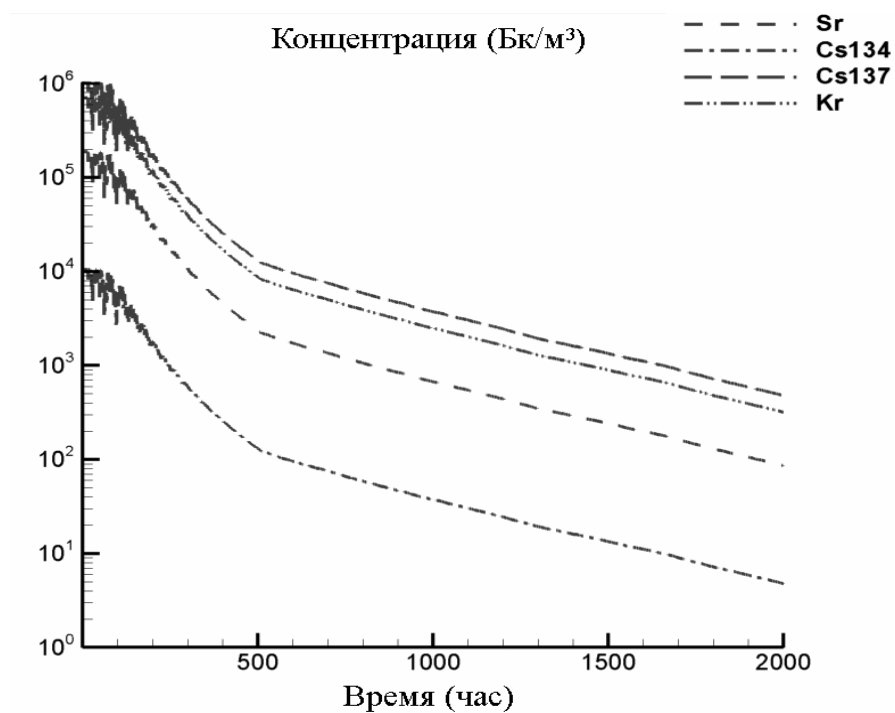


Рис. 2 – Максимальные мгновенные концентрации разных радионуклидов

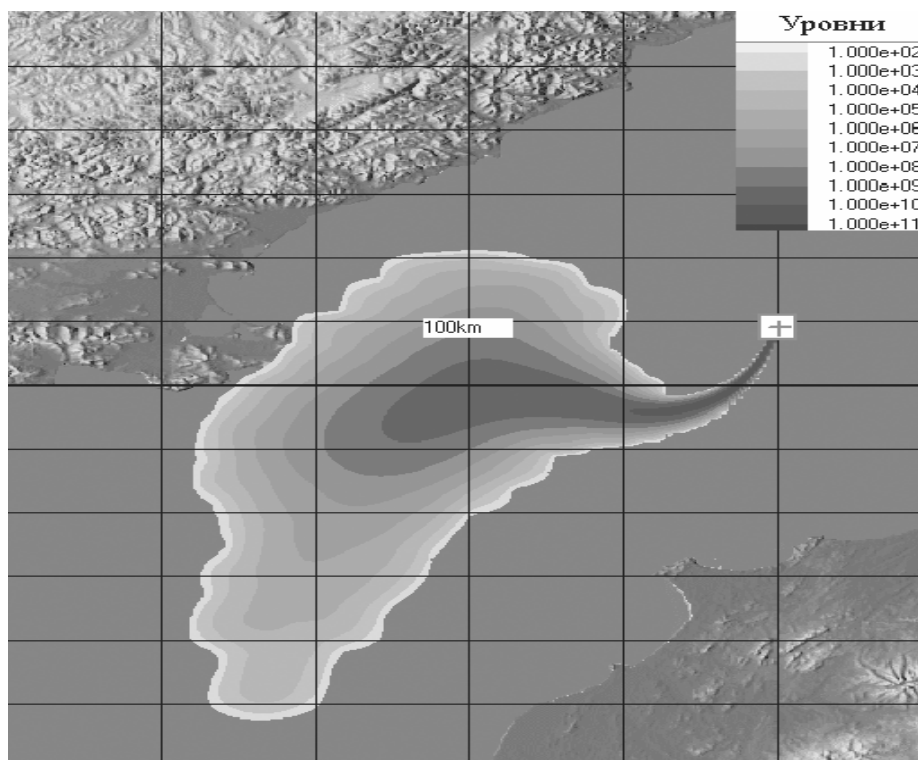


Рис.3 – Проинтегрированные по времени мгновенные концентрации всех радионуклидов (ТІС) для одного из разработанных сценариев аварии.

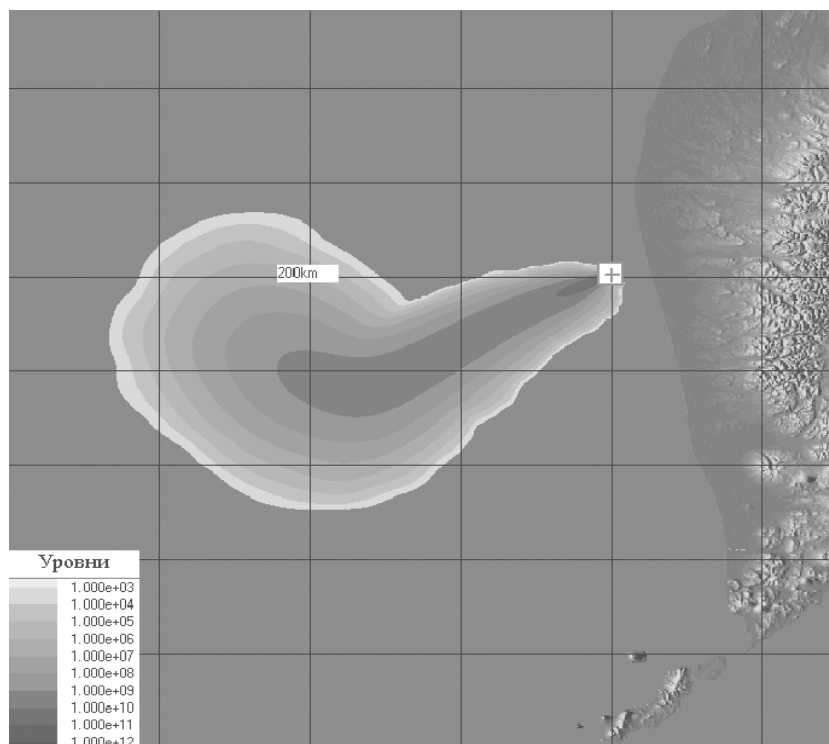


Рис. 4 – Проинтегрированные по времени суммарная активность выброса в приповерхностном слое моря. Местоположение источника – 155.5°вд 54.5°сш. Время выброса – июль 2000г. Линии уровня через 83 суток после аварии

3 Результаты

- Сделан обзор существующих сценариев экстремальных гипотетических аварий при утилизации АПЛ на Камчатке. Выделены две наиболее тяжелые аварии по возможным последствиям.
- При выбросе в атмосферу и неблагоприятных метеорологических условиях незначительные по площади поверхности загрязнения могут возникать на расстояниях до несколько десятков километров от места аварии.
- Определены наиболее неблагоприятные ситуации, могущие приводить к дальнему переносу (порядка 1000 км) по воде радиоактивного загрязнения (загрязнение поверхности в летний период)
- Разработана модель распространения радиоактивного загрязнения в поверхностном слое океана с учетом реального поля течения и имеющихся данных о глубине верхнего слоя перемешивания. Модель учитывает даунвелинг в глубокие слои.
- На основе разработанной модели сделаны оценки поведения радиоактивного пятна загрязнения для разных местоположений источника для нескольких конкретных ситуаций.

Благодарности. Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 05-08-01376-а.

Литература

1. Саркисян А.С. Моделирование динамики океана. СПб.: Гидрометеиздат, 1991, 295 с.
2. Семенов В.Н., Сорокикина О.С. и др. Моделирование распространения радионуклидов в окружающей среде. Наука 2008. 265с.

The modeling of consequence the hypothetical variants of radiation accidents in utilizing atomic submarines at Kamchatka region

Abstract. *The model estimation and analysis of existent hypothetical variants of extreme accidents in utilizing atomic submarines with radioactivity leakage to the atmosphere or sea surface have been performed. The consequence of air pollutions for such accidents, by estimate, can found at the distance not far from the source. Unlike situation with pollution transport by atmospheric way, significant radionuclide concentrations after falling into the water surface may become a problem for areas of water at long distances from the place of accident.*

Keywords: *radiation accident, recovery, nuclear-powered submarine, radionuclide.*

V.A. Shnaydman¹, prof., S.N. Stepanenko², prof.

¹Department of Environmental Sciences, NJ State University–Rutgers, USA

²Odessa State Environmental University, Ukraine

COMPUTATIONAL ALGORITHM OF SOLUTION OF THE THREE-DIMENSIONAL NON-STATIONARY TURBULENT DIFFUSION EQUATION ON THE BASE OF THE ALTERNATING DIRECTION METHOD

Abstract. Solution of the 3D turbulent diffusion equation, based on the alternating direction method, is proposed. The advantage of this scheme is its physical validity and high stability. The numerical algorithm, developed, allows including the computing unit of air pollution dispersion in the 3D unsteady boundary layer of the atmosphere.

Keywords: turbulent diffusion equation, pollutant concentration, alternating direction method, modified Lax–Wendroff scheme.

1 Problem statement

At some height a continuous point source creates “looping” pollutant plume. The plume moves in the downwind direction and in the calculation domain it creates the 2D air pollutants concentration fields (x , y and y , z), which are used as lateral boundary conditions for the turbulent diffusion equation during all calculation time. Under the action of wind and atmospheric turbulence the contaminants on lateral surfaces are transferred into the calculation domain and dispersed within it.

The problem is to calculate the spatial–temporal distribution of pollutant concentrations for a period of time T (till 6 hours), for which the meteorological conditions are possible to consider as constant.

2 Solution method

At some distance from a continuous point source the plume is conditionally broken on two subregions. In the near subregion the air pollutant distribution may be estimated by the Gaussian model, in distant subregion – the pollutant distribution is described by the turbulent diffusion equation (TDE).

The sizes of the near zone do not exceed a distance, at which the IAEA model is applicable. For the distant zone the TDE is solved.

According to the Gaussian plume model for a continuous point source, located at the height H above an underlying surface, the volumetric pollutant concentration $q(\eta, \zeta, z)$ is obtained from a formula:

$$q(\eta, \zeta, z) = \frac{M}{2\pi\sigma_y\sigma_zU} \exp\left(-\frac{(\zeta - \zeta_0)^2}{2\sigma_y^2}\right) \cdot \left(\exp\left(-\frac{(z-H)^2}{2\sigma_z^2}\right) + \exp\left(-\frac{(z+H)^2}{2\sigma_z^2}\right) \right), \quad (1)$$

where: η is the along–wind coordinate measured in wind direction, ζ is the cross–wind coordinate direction, z is the vertical coordinate measured from the ground, η_0 , ζ_0 are the horizontal coordinates of a pollutant source, H is the source height, M is the mass

emission rate, U is the velocity of pollutant transport in the direction of x -axe (m/s), σ_y , σ_z are the lateral and vertical dispersion parameters, respectively.

These diffusion parameters are power functions of the distance η from a source.

$$\sigma_j = P_j \eta^{q_j}, \quad j = y, z. \quad (2)$$

The factors P_j and q_j are defined as functions of the stability category and effective stack height.

In the near zone and, hence, in the distant three-dimensional area the pollutant concentrations is determined using the standard meteorological information and source parameters.

To calculate the pollutant concentrations in the distant zone the turbulent diffusion equation for pollutant is used:

$$\frac{\partial q}{\partial t} + u \frac{\partial q}{\partial x} + v \frac{\partial q}{\partial y} + w \frac{\partial q}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} K_x \frac{\partial q}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} K_y \frac{\partial q}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} K_z \frac{\partial q}{\partial z} - \beta q = 0, \quad (3)$$

where: x, y – arbitrary horizontal coordinates in the distant zone;
 u, v, w – transport velocity in the direction of x -, y -, z -axes, respectively;
 K_x, K_y, K_z – eddy diffusivities in the direction of x -, y -, z -axes, respectively;
 β – coefficient of pollutant transformation in chemical reactions.

To choose K_x, K_y, K_z it is necessary to take into account scales of pollutant clouds, as their values is significantly depend on sizes of vortexes, participating in the pollutant dispersion. However we shall examine only such cases, under which the sizes of a pollutant cloud observed at a sufficiently long distance from the source, is great, and the eddy diffusivities for pollutant coincide with the eddy diffusivities for meteorological magnitudes:

$$K_x = K_y = k_L, \quad (4a)$$

$$K_z = k, \quad (4b)$$

where k_L, k are lateral and vertical eddy diffusivities for momentum, respectively.

Taking into account (4) the equation (3) can be written as:

$$\frac{\partial q}{\partial t} + u \frac{\partial q}{\partial x} + v \frac{\partial q}{\partial y} + w \frac{\partial q}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} k_L \frac{\partial q}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} k_L \frac{\partial q}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial q}{\partial z} - \beta q = 0. \quad (5)$$

To solve the equation (5) it is necessary to specify initial and boundary conditions. The initial conditions at $t = t_0$ is defined, assumed that at the upwind side of the calculation domain (the far zone) the pollutant concentrations, produced with the IAEA model for the near zone, are saved during all calculation time. In other points of the distant zone at the initial time the air is considered to be completely "pure" from pollutant. Thus, the pollutant concentrations instead of source parameters are used in the calculation domain, and it is rather significant for constructing of numerical solution algorithm.

The boundary conditions are determined from the following physical reasons. In increasing distance from the underlying surface, i.e. in approaching to the upper bound of the atmosphere boundary layer (ABL), the atmospheric turbulence gradually reduces, therefore it is naturally assumed that the vertical eddy pollutant flux becomes equal to zero at the upper bound of the ABL:

$$k \frac{\partial q}{\partial z} \rightarrow 0. \quad (6)$$

We shall specify the lower boundary condition as the following:

$$k \frac{\partial q}{\partial z} + W_g q = V_d q - \gamma q_0 \quad \text{at} \quad z = z_0, \quad (7)$$

where: W_g –gravitational settling velocity for particles (under influence of the gravity force particles deposit on the underlying surface) in ms^{-1} ;
 V_d –dry deposition velocity of particles (ms^{-1});
 γ –coefficient of particle rising, affected with the wind (m^{-1});
 q_0 –initial areal pollutant concentration (gm^{-2}).

As the first approximation the effect of particle rising, affected with the wind, will be excluded. Then, rewrite the condition (7) in the following form:

$$k \frac{\partial q}{\partial z} + W_g q = V_d q, \quad \text{at} \quad z = z_0 \quad (8)$$

By performing the sum of the turbulent $k \frac{\partial q}{\partial z}$ and gravitational $W_g q$ parts as the eddy fluxes of pollutant near the surface (S), (8) can be written as:

$$S = V_d q(x, y, z, t), \quad \text{at} \quad z = z_0 \quad (9)$$

At leeward lateral boundaries "radiation conditions", that is the open boundary conditions, are specified:

$$\frac{\partial q}{\partial t} + C_{ph} \frac{\partial q}{\partial n} = 0, \quad (10)$$

where C_{ph} – phase velocity of the sum wave in a solution at the boundary at the given time.

Thus, we described the problem of spatial–temporal distribution of pollutant concentrations in three-dimensional domain, assumed that leeward side concentrations, wind speed components, lateral and vertical eddy diffusivities, dry deposition velocity of particles and coefficient of pollutant transformation in chemical reactions, are specified,.

The computational algorithm is constructed on the base of the alternating directions method. This method is to calculate the function q at time $t = t_0 + \delta t$ with three successive fractional steps, provided that the field of q_0 is known at the instant $t = t_0$. At each fractional step, by–turn, calculation is carried out for half–time step and the whole time step by the modified Lax–Wendroff (LW) scheme. The primary equation is approximated at each

half-time step: implicitly x -direction, and explicitly y -, z -directions for the first fractional step; implicitly y -direction, and explicitly x -, z -directions for the second fractional step; implicitly z -direction, and explicitly x -, y -directions for the third fractional step. The primary equation is approximated at each whole time step implicitly, and therefore it turns in a three-point one-dimensional equation, which is easily realized by the one-dimensional factorization method. The result is presented as $q^{1/3}$ in the x -axe direction at the first factorization stage, as $q^{2/3}$ in the y -axe direction at the second one and as q^1 in the z -axe direction at the third one.

To realize numerical solution of the three-dimensional equation, it is necessary to construct a 3D mesh. It is necessary to note, that at the half-time step the additional nodes are located in the middle of grid element. It is a possibility to reduce calculation to one-dimensional factorization. So, the calculation mesh may be chosen as:

$$P = \{(x, y, z); x = i \cdot \delta x, y = j \cdot \delta y; z = k \cdot \delta z, \quad i = 1, I; j = 1, J; k = 1, K\}$$

where: δx , δy , δz – mesh spacing in the directions of x -, y -, z -axis, respectively;

i , j , k – grid node numbers in the direction of x -, y -, z -axes, respectively.

The mesh spacing in the x , y directions are constant; outward from the underlying surface in the z direction the spacing δz depends on the value H/k , where H – height of the boundary layer, k – number of nodes in the direction of z -axe.

Below numerical scheme of the turbulent diffusion equation solution, including quantitative evaluation of initial data, is presented. It consists of preparatory stage and realization stage. At the preparatory stage the input of source parameters, calculation of wind speed components and turbulent characteristics in the ABL model, determination of pollutant concentrations is fulfilled for the calculation domain. At the realization stage a solution of TDE is carried out with the following scheme:

Realization of the first fractional step:

- Calculation of intermediate values at the instant $t = t_0 + \frac{\delta t}{2}$;
- Determination of $q^{1/3}$ at time $t = t_0 + \delta t$;

Realization of the second fractional step:

- Calculation of intermediate values at the instant $t = t_0 + \frac{\delta t}{2}$;
- Determination of $q^{2/3}$ at time $t = t_0 + \delta t$;

Realization of the third fractional step:

- Calculation of intermediate values at the instant $t = t_0 + \frac{\delta t}{2}$;
- Determination of q^1 at time $t = t_0 + \delta t$.

At a preparatory stage the input data (wind speed components, u , v , w ; lateral and vertical eddy diffusivities, k_L and k) are specified with the ABL model.

To approximate the equations at each fractional step two finite difference operators are used:

Centered difference operator:

$$\delta_{x\alpha} q = \frac{1}{2\delta x_\alpha} [q(x_\alpha + \delta x_\alpha) - q(x_\alpha - \delta x_\alpha)], \quad (17)$$

Smoothing operator:

$$\bar{q}^x = \frac{1}{2} [q(x_\alpha + \delta x_\alpha) + q(x_\alpha - \delta x_\alpha)]. \quad (18)$$

We will write the whole time step equation for the first fractional step:

$$\begin{aligned} & q^{1/3} - q^0 + r_1 \delta_x q'_l + r_2 \delta_y q'_f + r_3 \delta_z q'_{up} - \tilde{\beta} q^0 = \\ & = \delta t \left[\delta_x (K_S^{1/2} \delta_x q^{1/3}) + \delta_y (K_S^{1/2} \delta_y q^0) + \delta_z (K^{1/2} \delta_z q^0) \right], \end{aligned} \quad (19)$$

where $\tilde{\beta} = \beta \cdot \delta t$; $r_i = \delta t \cdot u_i^{1/2}$ $i = 1, 2, 3$.

To transform (19) in the equation for $q^{1/3}$, three fields of q_l , q_f , q_{up} should be defined:

$$q_l = q^0 - \frac{1}{2} \left(r_1 \delta_x q^0 + r_2 \delta_y q^0 + r_3 \delta_z q^0 \right), \quad (20)$$

$$q_f = q^0 - \frac{1}{2} \left(r_1 \delta_x q^0 + r_2 \delta_y q^0 + r_3 \delta_z q^0 \right), \quad (21)$$

$$q_{up} = q^0 - \frac{1}{2} \left(r_1 \delta_x q^0 + r_2 \delta_y q^0 + r_3 \delta_z q^0 \right). \quad (22)$$

In relation (20) q'_l differs from q_l in that implicit approximation is used for the term $u \frac{\partial q}{\partial x}$. Similarly, in (21) q'_f differs from q_f – implicit approximation for the term $v \frac{\partial q}{\partial y}$, in (22) q'_{up} from q_{up} – implicit approximation for the term $w \frac{\partial q}{\partial z}$.

Thus

$$q'_l - q_l = -\frac{r_1}{2} (\delta_x q^{1/3} - \delta_x q^0), \quad (23)$$

$$q'_f - q_f = -\frac{r_2}{2}(\delta_y q^{2/3} - \delta_y q^0), \quad (24)$$

$$q'_{up} - q_{up} = -\frac{r_3}{2}(\delta_z q^{3/3} - \delta_z q^0). \quad (25)$$

Taking into account (20)–(25) the equation (19) becomes:

$$\begin{aligned} q^{1/3} - q^0 + r_1 \delta_x (q_l - \frac{r_1}{2} (\delta_x q^{1/3} - \delta_x q^0)) + r_2 \delta_y q_r + r_3 \delta_z q_{up} - \tilde{\beta} q^0 = \\ = \delta t (\delta_x (K_S^{1/2} \delta_x q^{1/3}) + \delta_y (K_S^{1/2} \delta_y q^0) + \delta_z (K^{1/2} \delta_z q^0)) \end{aligned} \quad (26)$$

We shall note the whole time step equation for the second fractional step:

$$\begin{aligned} q^{2/3} - q^0 + r_1 \delta_x q'_l + r_2 \delta_y q'_r + r_3 \delta_z q'_{up} - \tilde{\beta} q^0 = \\ = \delta t \left[\delta_x (K_S^{1/2} \delta_x q^{1/3}) + \delta_y (K_S^{1/2} \delta_y q^{2/3}) + \delta_z (K^{1/2} \delta_z q^0) \right] \end{aligned} \quad (27)$$

Subtracting (27) from (19) and taking into account (21) and (24) we get the equation for $q^{2/3}$:

$$\begin{aligned} q^{2/3} - \frac{r_2}{2} \delta_y (r_2 \delta_y q^{2/3}) - \delta t \cdot \delta_y (K_S^{1/2} q^{2/3}) = \\ q^{1/3} - \frac{r_2}{2} \delta_y (r_2 \delta_y q^0) - \delta t \cdot \delta_y (K_S^{1/2} \delta_y q^0) \end{aligned} \quad (28)$$

For the third fractional step the whole time step equation may be written in the following form:

$$\begin{aligned} q^{3/3} - q^0 + r_1 \delta_x q'_l + r_2 \delta_y q'_r + r_3 \delta_z q'_{up} - \tilde{\beta} q^0 = \\ = \delta t \left[\delta_x (K_S^{1/2} \delta_x q^{1/3}) + \delta_y (K_S^{1/2} \delta_y q^{2/3}) + \delta_z (K^{1/2} \delta_z q^{3/3}) \right] \end{aligned} \quad (29)$$

Subtract (29) from (27) taking into account (22) and (25), the equation for q^1 is derived:

$$q^1 - \frac{r_3}{2} \delta_z (r_3 \delta_z q^1) - \delta t \cdot \delta_z (K^{1/2} \delta_z q^1) = q^{2/3} - \frac{r_3}{2} \delta_z (r_3 \delta_z q^0) - \delta t \cdot \delta_z (K^{1/2} \delta_z q^0). \quad (30)$$

Substitution of the finite difference operators (17), (18) in the equations (26), (28) and (30) yields:

$$a_i q_{i+1,j,k}^{1/3} + b_i q_{i,j,k}^{1/3} + c_i q_{i-1,j,k}^{1/3} = \left(F_q^{1/3} \right)_{i,j,k}, \quad (31a)$$

$$a_j q_{i,j+1,k}^{2/3} + b_j q_{i,j,k}^{2/3} + c_j q_{i,j-1,k}^{2/3} = \left(F_q^{2/3} \right)_{i,j,k}, \quad (31b)$$

$$a_k q_{i,j,k+1}^1 + b_k q_{i,j,k}^1 + c_k q_{i,j,k-1}^1 = \left(F_q^1 \right)_{i,j,k}, \quad (31c)$$

where all factors a_i, a_j, a_k and the right terms $\left(F_q \right)_{i,j,k}$ in these equations are expressed in terms of the variables u, v, w, k_L, k and q obtained at the previous instant. These equations are solved with the one-dimensional factorization method in the direction of $x-, y-, z$ -axes. The field of q at time $t = t_0 + \delta t$ is derived at the last factorization stage. Then the obtained field q is used as the initial condition for calculation of the concentration field at the following instant $t = t_0 + 2\delta t$. Repeating such solution procedure, the pollutant concentration field may be derived at any time t .

At the preparatory stage the three-dimensional non-stationary ABL model, which is based the closed set of equations of the hydrothermodynamics, is used.

This model includes the evolutionary (momentum, heat, moisture transport) and diagnostic (statics, state and continuity) equations. The closure is realized with the turbulence kinetic energy (b) budget equation, dissipation (ε) equation and Kolmogorov relation, connecting the vertical eddy diffusivity k with b and ε . The description of horizontal turbulent mixing is based on undergrid lateral eddy diffusivity K_L , which is estimated with the Smagorinsky formula. We shall write the equations of the hydrothermodynamics in the Cartesian Coordinates.

The equations:

The momentum equations

$$\frac{\partial u}{\partial t} + A(u) = -\frac{1}{\rho} \frac{D_\zeta(p)}{Dx} + fv + \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{D_\zeta}{Dx} (k_L D_T) + \frac{D_\zeta}{Dy} (k_L D_n), \quad (32)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + A(v) = -\frac{1}{\rho} \frac{D_\zeta(p)}{Dy} - fu + \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{D_\zeta}{Dx} (k_L D_n) + \frac{D_\zeta}{Dy} (k_L D_T), \quad (33)$$

The thermodynamic energy equation

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + A(\theta) = \alpha_\tau \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \theta}{\partial z} + \frac{D_\zeta}{Dx} \left(k_L \frac{D_\zeta(\theta)}{Dx} \right) + \frac{D_\zeta}{Dy} \left(k_L \frac{D_\zeta(\theta)}{Dy} \right) + \varepsilon_R + Lc, \quad (34)$$

The moisture budget equation

$$\frac{\partial m}{\partial t} + A(m) = \alpha_m \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial m}{\partial z} + \frac{D_\zeta}{Dx} \left(k_L \frac{D_\zeta(m)}{Dx} \right) + \frac{D_\zeta}{Dy} \left(k_L \frac{D_\zeta(m)}{Dy} \right), \quad (35)$$

The turbulent kinetic energy budget equation

$$\begin{aligned} \frac{\partial b}{\partial t} + A(b) = k \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] + k_L (D_S^2 + D_T^2) - \alpha_T \frac{g}{\theta} k \frac{\partial \theta}{\partial z} + \alpha_b \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial b}{\partial z} + \\ + \frac{D_\Gamma}{Dx} \left(k_L \frac{D_\Gamma(b)}{Dx} \right) + \frac{D_\Gamma}{Dy} \left(k_L \frac{D_\Gamma(b)}{Dy} \right) - \alpha_\varepsilon \frac{b^2}{k} \end{aligned} \quad (36)$$

The dissipation equation

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + A(\varepsilon) = \alpha_1 \frac{\varepsilon}{b} \left\{ k \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] + k_L (D_S^2 + D_T^2) \right\} - \alpha_4 \frac{\varepsilon}{b} \frac{g}{\theta} k \frac{\partial \theta}{\partial z} + \alpha_2 \frac{\partial}{\partial z} k \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + \\ + \frac{D_\Gamma}{Dx} \left(k_L \frac{D_\Gamma(\varepsilon)}{Dx} \right) + \frac{D_\Gamma}{Dy} \left(k_L \frac{D_\Gamma(\varepsilon)}{Dy} \right) - \alpha_3 \frac{\varepsilon^2}{b} \end{aligned} \quad (37)$$

The continuity equation:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (38)$$

The hydrostatic equation

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\rho g, \quad (39)$$

The state equation

$$P = \rho RT. \quad (40)$$

The relations:

of Kolmogorov

$$k = \alpha_\varepsilon b^2 / \varepsilon, \quad (41)$$

of Smagorinsky

$$k_L = \alpha_L \frac{\Delta s^2}{2} (D_T^2 + D_S^2)^{1/2}. \quad (42)$$

of Poisson

$$\theta = T \left(\frac{1000}{P} \right)^{R/c_p}. \quad (43)$$

Boundary conditions in vertical direction

$$\text{at } z = z_0 \quad u = 0, v = 0, w = 0, k \frac{\partial b}{\partial z} = 0, \varepsilon = \frac{V_*^3}{\kappa z_0}, V_*^2 = k \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right]^{1/2};$$

$z = z_\Gamma, p = p_\Gamma, T = T_\Gamma, m = m_\Gamma$, (subscript Γ indicates values at a level 2m above underlying surface).

$$\text{at } z = H \quad u = u_H, v = v_H, T = T_H, m = m_H, k \frac{\partial b}{\partial z} = 0, k \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = 0. \quad (44)$$

Here t is time; u, v, w are the velocities along x -, y - axis, east- and northward directed along a parallel, meridian, respectively, and z -axe, vertical coordinate measured from the underlying surface $z = \tilde{z} - \Gamma(x, y)$, where \tilde{z} is the vertical coordinate measured from the sea level; ρ is the density; p is the pressure; T is the temperature; θ is the potential temperature; ε_R is the radiative flux; m is the specific humidity; c – the specific heat, f is the Coriolis parameter; g is the gravitational acceleration; z_0 is the roughness parameter; H is the atmosphere boundary layer height; Δs is the lateral mesh spacing; $\Gamma = \Gamma(x, y)$ is the relief altitude above the sea ground; $G_1 = -\partial\Gamma/\partial x$, $G_2 = -\partial\Gamma/\partial y$ – the given functions of position, defining slope of the relief; α (with subscripts) is a universal constants.

– Operator of a scalar advection

$$A(f) = \frac{\partial(uf)}{\partial x} + \frac{\partial(vf)}{\partial y} + \frac{\partial(\tilde{w}f)}{\partial z}, \quad (45)$$

$$\text{where } \tilde{w} = w + w_p, w_p = G_1 u + G_2 v. \quad (46)$$

– Operators of spatial derivatives taking into account orographic effects,

$$\frac{D_\zeta(f)}{Dx} = \frac{\partial f}{\partial x} + G_1 \frac{\partial f}{\partial z}, \quad \frac{D_\zeta(f)}{Dy} = \frac{\partial f}{\partial y} + G_2 \frac{\partial f}{\partial z}; \quad (47)$$

– D_T, D_S – longitudinal and transversal stress taking into account orographic effects

$$D_T = \frac{D_\zeta u}{Dx} - \frac{D_\zeta v}{Dy}, \quad (48)$$

$$D_S = \frac{D_\zeta v}{Dx} + \frac{D_\zeta u}{Dy}. \quad (49)$$

In a horizontal plane a condition of the open boundaries as a condition of a radiation is

put. It is realized with the help of approximations of the equation (10):

$$\frac{\partial \psi'}{\partial t} + c_{ph} \frac{\partial \psi'}{\partial n} = 0, \quad (50)$$

where $\psi' = \psi - \psi_1$, ψ_1 – solution of an one-dimensional problem for required function ψ , n – exterior normal to the bound. The magnitude c_{ph} is estimated on known values ψ' In preceding instants $t - \Delta t$ and $t - 2\Delta t$ in two interior downwards knots of a regular grid.

At the initial instant $t = 0$ profiles of unknown quantities of magnitudes are given in all knots of calculated area on one-dimensional variant of the ABL model.

3 Discussion and conclusions

Thus, the computational method for calculation of 3D pollutant concentration fields is developed by means of physically grounded, high stable numerical scheme of alternating direction. Integration of both schemes – the IAEA and the alternating direction scheme – allows calculating concentration field in all 3D space surrounded a pollution source.

To calculate 3D distribution of transport velocity and turbulent parameters the model of the geophysical boundary layer (GBL) is used. Results of application of the GBL model to solution of the diffusion problem are presented in [3].

Figure 1 shows a calculated field of dust concentrations from a source with the following parameters: ventilating grill height is 70 m, grill diameter is 3.2 m, dust exit velocity is 5.5 m/s, dust temperature is 104°C, emission rate is 363.4 g/s, at Kharkiv for 1400 UTC 17 October 1989.

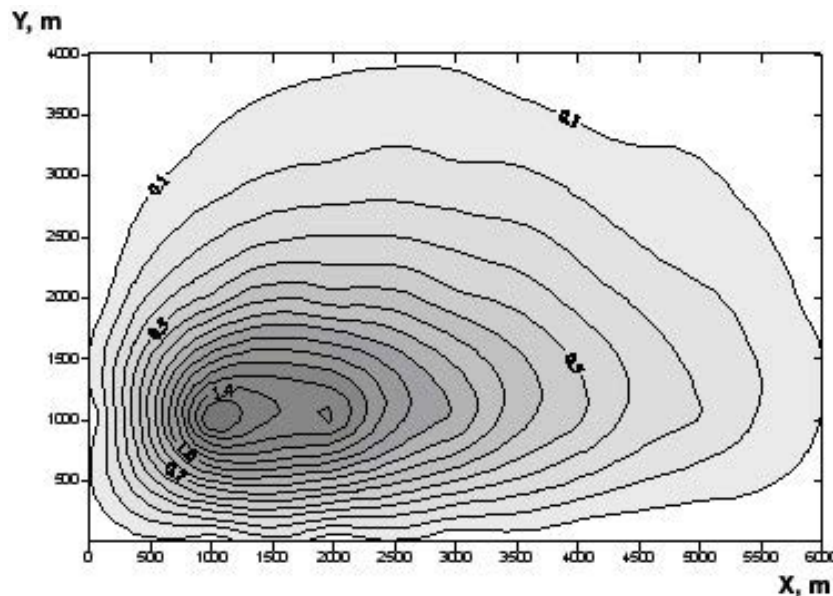


Fig. 1 – Pollutant concentration (g/m^3) distribution at the 2-m height at Kharkiv for 1400 UTC 17 October 1989

References

1. Techniques and decision making in the assessment of off-site consequences of an accident in a nuclear facility. – Vienna, International Atomic Energy Agency, 1987, 221p.

2. *Пекелис Е.М.* Метод переменных направлений в задаче локального прогноза погоды// Труды Гидрометцентра СССР, 1988, вып. 288. с. 24–39.
3. *Степаненко С.Н.* Динамика турбулентно-циркуляционных и диффузионных процессов в нижнем слое атмосферы над Украиной. – Одесса, Маяк, 1998. 286 с.
4. *Степаненко С.Н.* Метод расчета концентраций примесей в нижнем слое атмосферы от точечного источника// Метеорология, климатология и гидрология, 1999, вып. 37. с. 118–125.

Вычислительный алгоритм для решения трехмерного нестационарного уравнения турбулентной диффузии на основе метода переменных направлений

Аннотация. Предлагается метод решения полуэмпирического трехмерного уравнения турбулентной диффузии на основе метода переменных направлений. Преимущество данной схемы заключается в её физической обоснованности и высокой устойчивости. Разработанный численный алгоритм позволяет включить блок расчета рассеивания примесей в модель трехмерного нестационарного пограничного слоя атмосферы.

Ключевые слова: уравнение турбулентной диффузии, концентрации примесей, метод переменных направлений, модифицированная схема Лакса-Вендорфа

С.Н. Степаненко, д.ф.-м.н., В.Г. Волошин, к.г.н., С.В. Типцов, н.с.
Одесский государственный экологический университет

НОВАЯ ФОРМУЛА ОЦЕНКИ УРОВНЯ ЗАГРЯЗНЕНИЯ АТМОСФЕРЫ ПРОМЫШЛЕННЫМИ ВЫБРОСАМИ

Аннотация. Получено новое решение уравнения турбулентной диффузии, которое учитывает взаимодействие коэффициента турбулентной диффузии и скорости ветра в направлении осей декартовой системы координат. Расчетные формулы позволяют получать поля концентраций при любых термодинамических состояниях атмосферы и скоростях ветра, в том числе и при штиле без аппроксимаций масштабов диффузии от расстояния.

Ключевые слова: уравнение турбулентной диффузии, рассеяние примеси в атмосфере, точечный источник, коэффициент турбулентности, уровень приземной концентрации, загрязнение атмосферы.

1 Введение

Для оценки уровня загрязнения атмосферы промышленными выбросами, используются, в основном, модели эйлерова (Eulerian) или гауссова (Gaussian) типа. Эйлеровы модели построены на решении полуэмпирического уравнения турбулентной диффузии (УТД) [1,2,3,4], которое представляется в виде:

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -\bar{V} \cdot \nabla q + \frac{\partial}{\partial x} \left(k_x \frac{\partial q}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k_y \frac{\partial q}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k_z \frac{\partial q}{\partial z} \right), \quad (1)$$

где $\bar{V} \cdot \nabla q$ – адвективная компонента уравнения;
 k_x, k_y, k_z – компоненты коэффициента турбулентной диффузии;
 q – средняя концентрация примеси.

Для решения конкретных задач уравнение может быть упрощено. Так для установившегося процесса рассеяния для непрерывного точечного источника уравнение (1) преобразуется и принимает вид:

$$u \frac{\partial q}{\partial x} + w \frac{\partial q}{\partial z} = k_x \frac{\partial^2 q}{\partial x^2} + k_y \frac{\partial^2 q}{\partial y^2} + k_z \frac{\partial^2 q}{\partial z^2}. \quad (2)$$

где u – средняя скорость ветра в направлении переноса клуба примеси.

Решение уравнения (2), с учетом некоторых граничных и начальных условий, представляется следующей формулой [2]:

$$q(x, y, z) = Q \exp \left[- \left(\frac{(y - y_0)^2}{4k_y t} + \frac{(z - h_s)^2}{4k_z t} \right) \right] / 4\pi \sqrt{k_y k_z} x, \quad (3)$$

где Q – производительность источника;
 h_s – высота источника выброса примеси;
 t – время диффузии, равное $t = x/u$.

Модели такого типа, иногда, называют, “К-модели”.

В моделях второго типа предполагается, что в турбулентном потоке координаты загрязняющих атмосферу “частиц”, подчиняются нормальному закону распределения, т.е. концентрация примеси внутри клуба, распределена симметрично относительно его мгновенного центра, а рассеяние примеси вдоль осей y и z предполагается, взаимно независим.

Тогда концентрация в факеле, который состоит из суперпозиции клубов, и перемещается вместе с потоком, будет определяться произведением функций плотности вероятностей, а именно:

$$q(x, y, z) = Q \exp \left[- \left(\frac{(y - y_0)^2}{2\sigma_y^2} + \frac{(z - h_s)^2}{2\sigma_z^2} \right) \right] \cdot (2\pi u \sigma_y \sigma_z)^{-1}, \quad (4)$$

где σ_y, σ_z – дисперсии гауссовых распределений концентраций, которые, как правило, являются экспериментальные функциями времени диффузии и характера термодинамической устойчивости атмосферы.

Такие модели названы “статистическими моделями гауссова типа” (models Gaussian type).

Сравнивая формулу (1) и (4) можно убедиться, что они совпадают если

$$\sigma_i^2(t) = \int_{t_k}^t K_i(t) dt \quad (5)$$

где $i = 1, 2, 3$ компоненты соответствующих метеорологических параметров на оси координат.

При больших значениях t дисперсия гауссовых распределений концентрации и коэффициент турбулентной диффузии взаимосвязаны между собой следующим образом

$$\sigma_i^2 = 2K_i \cdot t \quad \text{or} \quad K_i = \frac{u_i \sigma_i^2}{2x_i}. \quad (6)$$

Модели гауссова типа, доминируют в большинстве нормативных документов многих стран мира, регламентируя порядок и правила расчета приземных концентраций до расстояний ~ 50 км [5].

При решении уравнения турбулентной диффузии часто допускают не обоснованные физические упрощения, которые искажают особенности атмосферных диффузионных процессов. Например, расчетные формулы, с помощью которых производится оценка уровня приземных концентрации (ground level concentrations, GLC), не позволяют определить GLS при слабых ветрах и штиле, что резко снижает ценность этих моделей. Такой же недостаток присущ и моделям гауссова типа.

Объект исследования – уравнение турбулентной диффузии и новые расчетные формулы для определения концентраций загрязнения (the pollutions) воздуха в районах действия промышленных источников.

Цель работы – анализ расчетных формул, полученных авторами в работах [3,4] на их соответствие современным методам расчета концентраций загрязнения воздуха.

2 Метод исследования

Кратко остановимся на особенностях решение уравнения турбулентной диффузии с постоянными величинами составляющих скорости ветра u , v , w и коэффициента турбулентной диффузии k_x , k_y и k_z , следуя работе [4].

Решение уравнение (1) включает три граничных условия

$$k_z \frac{\partial q}{\partial z} + w_g \cdot q = v_s \cdot q, \quad \text{at } z = z_0, \quad (7)$$

$$\lim_{x, y \rightarrow \pm\infty} q(t, x, y, z) = 0, \quad (8)$$

$$\lim_{z \rightarrow \infty} q(t, x, y, z) = 0. \quad (9)$$

Положение нижней границы z совпадает с высотой слоя шероховатости z_0 . По достижению нижней границы тяжелая или невесомая примесь взаимодействует с ней, отражается, либо поглощается поверхностью (v_s – скорость поглощения).

Положение верхней границы соответствует высоте слоя перемешивания z_i . Однако, взаимодействие примеси с верхней границей мало влияет на уровень приземных концентраций, так как, лишь малая часть тяжелой примеси достигает верхней границы, а легкая примесь успевает рассеиваться в пограничном слое атмосферы. Вклад отраженной от верхней границы примеси, может быть компенсирован введением виртуального источника расположенного у верхней границы.

Для точечного источника, производительность которого задана функцией $Q(t)$ при условии, что существует предел этой функции $Q(t)$, решение уравнение (1) соответствует стационарному режиму. Тогда стационарная функцию $q(x, y, z)$ будет иметь вид:

$$q(x, y, z) = \lim_{t \rightarrow \infty} q_1(t, x, y, z) = \frac{Q e^{\frac{ux}{2k_x} + \frac{vy}{2k_y} + \frac{w(z-h_s)}{2k_z}}}{4\pi \sqrt{k_x k_y k_z}} \times$$

$$\times \left[\frac{e^{-\frac{1}{2} \sqrt{\frac{x^2}{k_x} + \frac{y^2}{k_y} + \frac{(z-h_s)^2}{k_z}} \cdot \sqrt{\frac{u^2}{k_x} + \frac{v^2}{k_y} + \frac{w^2}{k_z}}}}{\sqrt{\frac{x^2}{k_x} + \frac{y^2}{k_y} + \frac{(z-h_s)^2}{k_z}}} + \right]$$

$$\begin{aligned}
 & -\frac{1}{2} \sqrt{\frac{x^2}{k_x} + \frac{y^2}{k_y} + \frac{(z+h_s-2z_0)^2}{k_z}} \cdot \sqrt{\frac{u^2}{k_x} + \frac{v^2}{k_y} + \frac{w^2}{k_z}} \\
 & + \frac{e}{\sqrt{\frac{x^2}{k_x} + \frac{y^2}{k_y} + \frac{(z+h_s-2z_0)^2}{k_z}}} + \\
 & \left. + \frac{w_g + 2v_s}{k_z} \cdot \int_0^\infty e^{\frac{w_g + 2v_s}{2k_z} \xi - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{x^2}{k_x} + \frac{y^2}{k_y} + \frac{(z+h_s-2z_0-\xi)^2}{k_z}} \cdot \sqrt{\frac{u^2}{k_x} + \frac{v^2}{k_y} + \frac{w^2}{k_z}}} \frac{d\xi}{\sqrt{\frac{x^2}{k_x} + \frac{y^2}{k_y} + \frac{(z+h_s-2z_0-\xi)^2}{k_z}}} \right), \quad (10)
 \end{aligned}$$

где функция $q_1(t, x, y, z)$ представлена уравнением

$$\begin{aligned}
 q_1(t, x, y, z) = & \int_0^t e^{\frac{(x-u(t-\tau))^2}{4k_x(t-\tau)} - \frac{(y-v(t-\tau))^2}{4k_y(t-\tau)}} \left(e^{-\frac{(z-h-w(t-\tau))^2}{4k_z(t-\tau)}} + \right. \\
 & \left. + e^{\frac{w(h-z_0)}{k_z} - \frac{(z+h-2z_0-w(t-\tau))^2}{4k_z(t-\tau)}} \right) Q(\tau) d\tau + \frac{w_g + 2v_s}{k_z} \times \\
 & \times \int_0^t e^{\frac{(x-u(t-\tau))^2}{4k_x(t-\tau)} - \frac{(y-v(t-\tau))^2}{4k_y(t-\tau)}} \int_0^\infty e^{\frac{w(h-z_0)}{k_z} - \frac{(z+h-2z_0-w(t-\tau)+\xi)^2}{4k_z(t-\tau)} + \frac{v_s \cdot \xi}{k_z}} d\xi Q(\tau) d\tau, \quad (11)
 \end{aligned}$$

Полученное решение является фундаментальным, так как найден обратный оператор исходного уравнения и, следовательно, иные формы уравнения являются частными случаями.

Третий член формулы (10) учитывает изменение уровня приземной концентрации для тяжелой примеси и поглощение любой примеси поверхностью. Для случая, когда коэффициент поглощения стремится к нулю $v_s \rightarrow 0$, асимптотическая оценка интегрального члена позволяет переписать уравнение в виде:

$$q_2(x, y, z) = \frac{Qe^{\frac{ux}{2k_x} + \frac{vy}{2k_y} + \frac{w(z-h_s)}{2k_z}}}{4\pi\sqrt{k_x k_y k_z}} \times$$

$$\left[\frac{e^{-\frac{1}{2}\sqrt{\frac{x^2}{k_x} + \frac{y^2}{k_y} + \frac{(z-h_s)^2}{k_z}} \cdot \sqrt{\frac{u^2}{k_x} + \frac{v^2}{k_y} + \frac{w^2}{k_z}}} - \frac{1}{2}\sqrt{\frac{x^2}{k_x} + \frac{y^2}{k_y} + \frac{(z+h_s-2z_0)^2}{k_z}} \cdot \sqrt{\frac{u^2}{k_x} + \frac{v^2}{k_y} + \frac{w^2}{k_z}}}{\sqrt{\frac{x^2}{k_x} + \frac{y^2}{k_y} + \frac{(z-h_s)^2}{k_z}}} + \frac{e^{-\frac{1}{2}\sqrt{\frac{x^2}{k_x} + \frac{y^2}{k_y} + \frac{(z+h_s-2z_0)^2}{k_z}} \cdot \sqrt{\frac{u^2}{k_x} + \frac{v^2}{k_y} + \frac{w^2}{k_z}}}{\sqrt{\frac{x^2}{k_x} + \frac{y^2}{k_y} + \frac{(z+h_s-2z_0)^2}{k_z}}} - \frac{2(w_g + 2v_s)e^{-\frac{1}{2}\sqrt{\frac{x^2}{k_x} + \frac{y^2}{k_y} + \frac{(z+h_s-2z_0)^2}{k_z}} \cdot \sqrt{\frac{u^2}{k_x} + \frac{v^2}{k_y} + \frac{w^2}{k_z}}}}{(z+h_s-2z_0)\sqrt{\frac{u^2}{k_x} + \frac{v^2}{k_y} + \frac{w^2}{k_z}} - 2v_s\sqrt{\frac{x^2}{k_x} + \frac{y^2}{k_y} + \frac{(z+h_s-2z_0)^2}{k_z}}} \right], \quad (12)$$

Такая форма уравнения эйлеровой модели, получена впервые. Уравнение (12) названо “уравнением СВТ (equation SVT)” по первым буквам фамилии авторов.

Уравнение “SVT” может быть приведено к форме уравнения гауссова типа при условии, что $v = w = 0$ и первые два слагаемых уравнения (12) имеют одинаковый порядок, а для случая отражающей поверхности $v_s = 0$ и невесомой примеси $w_g = 0$ третье слагаемое исключается. Принимая, далее равенство горизонтальных составляющих коэффициента диффузии $k_x = k_y = K_y$ и выполнив разложение в ряд Тейлора биномиальной функции основного члена формулы (первое слагаемое правой части) для расстояний $x \gg |y| + |z - h_s|$ получаем

$$q(x, y, z) \cong \frac{Q}{4\pi x \sqrt{k_z K_y}} e^{\frac{ux}{2K_y} \left(-\frac{y^2}{2x^2} - \frac{(z-h)^2 K_y}{2x^2 k_z} \right)}$$

$$\cong \frac{Q}{4\pi x \sqrt{k_z K_y}} \frac{e^{-\frac{1}{2}\sqrt{1 + \frac{y^2}{x^2} + \frac{(z-h)^2 K_y}{x^2 k_z}}}}{\sqrt{1 + \frac{y^2}{x^2} + \frac{(z-h)^2 K_y}{x^2 k_z}}} \cong$$

$$\cong Q \exp \left[\frac{u}{2K_y} \left(-\frac{y^2}{2x} - \frac{(z-h)^2 K_y}{2x k_z} \right) \right] \cdot (4\pi x \sqrt{k_z K_y})^{-1} \quad (13)$$

Определив масштабные коэффициенты диффузии σ_z, σ_y по соотношению $K_{y,z} = 0,5u\sigma_{y,z}^2 x^{-1}$ и, подставив его в (13), получим уравнение аналогичное (4)

$$q(x, y, z) \cong Q \exp \left[- \left(\frac{y^2}{2\sigma_y^2} + \frac{(z-h)^2}{2\sigma_z^2} \right) \right] \cdot (2\pi u \sigma_y \sigma_z)^{-1}.$$

Таким же образом можно преобразовать и второе слагаемое уравнения (12) и получить уравнение, которое будет идентично основному уравнению современной гауссовой модели AERMOD.

$$C_d(x, y, z) = \frac{Q}{2\pi u \sigma_y} \exp \left(\frac{-y^2}{2\sigma_y^2} \right) \times \times \sum_{m=0}^m \frac{1}{\sigma_z} \left[\exp \left(- \frac{(z-h_d - 2mz_i)^2}{2\sigma_z^2} \right) + \exp \left(- \frac{(z+h_d + 2mz_i)^2}{2\sigma_z^2} \right) \right]. \quad (14)$$

Здесь функция $C_d(x, y, z)$ представляет расчетную формулу модели AERMOD для, так называемого, прямого (direct) точечного источника.

3 Результаты исследования и их анализ

С целью проверки формулы (12) на ее соответствие современным методам расчета, нами проведены сопоставления величин концентраций загрязнений воздуха рассчитанных по моделям ISC(SCREEN), AERMOD [5, 6] и уравнению SVT.

Проведено два численных эксперимента, в первом коэффициенты турбулентной диффузии k_y и k_z , оценивались по соотношению $k_{y,z} = 0,5u\sigma_{y,z}^2 x^{-1}$, а дисперсионные параметры σ_y и σ_z по аппроксимациям Паскуилла-Гиффорда (Pasquill-Gifford), которые имеют вид:

$$\sigma_y = a_1 \cdot x \cdot \text{tg}(b_1(c - d \cdot \ln x))$$

$$\sigma_z = a \cdot x^b$$

где x – расстояние в километрах, a_1, a, b_1, b, c, d – числовые коэффициенты согласно работы [6].

Эффективная высота источника определялась по формулам из SCREEN-ISC [6]. Для расчетов выбран промышленный источник, обладающий такими характеристиками: геометрическая высота 35м, диаметр устья трубы 1,4м, скорость выхода газов 7м/с, температура газов 125⁰С, температура окружающего воздуха 25⁰С.

На рисунке 1а показаны результаты расчетов для различных классов устойчивости: неустойчивой, безразличной и устойчивой стратификации (класс А, D и F соответственно). Получено практически полное совпадение расчетных значений, что

свидетельствует о том, что модели гауссова типа (GDM) являются частным случаем модели SVT.

Таким образом, формула SVT может с успехом использоваться и в статистических моделях атмосферной диффузии гауссова типа, не изменяя при этом достигнутой точности расчета. Формула SVT может помочь преодолеть извечный недостаток моделей типа GDM, т.е. определить концентрацию загрязнения воздуха как для слабых скоростях ветра, так и при полном его отсутствии – штиле.

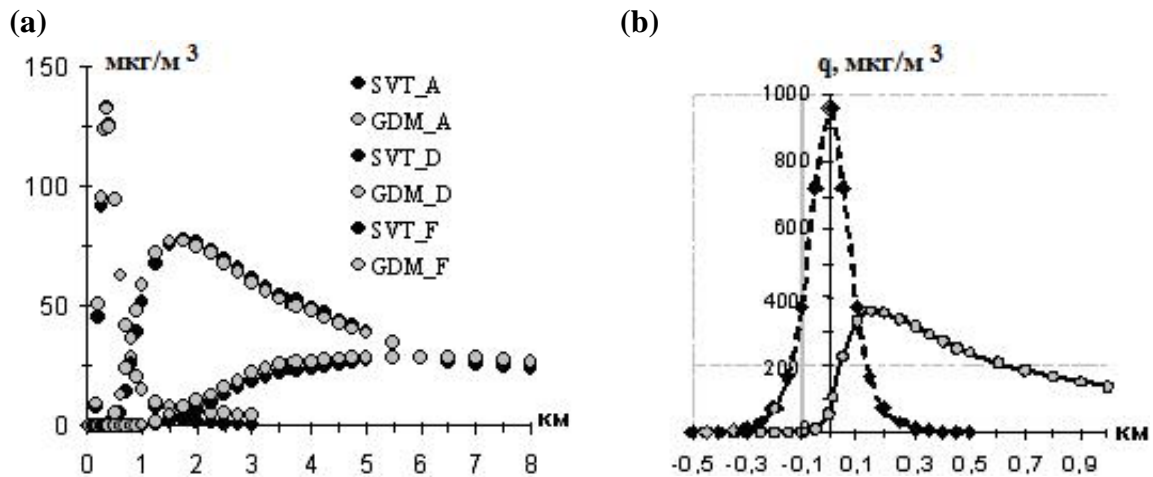


Рис. 1 – Расчеты по формуле SVT для точечного источника: (а) распределение $q(x, z = 2\text{м})$ по моделям SVT и GDM для различных классов устойчивости; (б) $q(x, z = 2\text{м})$ при штиле (пунктирная линия) и $q(x, z = 2\text{м})$ при очень слабом ветре и интенсивной турбулентности (сплошная линия).

Так, например, на рисунке 1b показаны возможности формулы SVT для расчета загрязнения воздуха $q(x, z = 2\text{м})$ при полном отсутствии ветра (штиль, $U = 0 \text{ м/с}$) и слабых нисходящих вертикальных движениях $w < 0$. Если коэффициенты $k_x = k_y = k_z$ равны, распределение концентрации загрязнения воздуха симметрично относительно положения источника и соответствует функции плотности вероятностей нормального закона. Эксцесс функции зависит от отношения коэффициента диффузии к вертикальной скорости k_z / w , а асимметрия от k_z / u .

На том же рисунке 1b показано распределение концентрации при слабом ветре ($U < 0,5 \text{ м/с}$), но при больших значениях коэффициента турбулентности, например, при сильной конвекции ($k_x = k_y = k_z = 10 \text{ м}^2/\text{с}$). Область максимума перемещается по направлению потока, но из-за интенсивной турбулентности слабое загрязнение воздуха остается и с наветренной стороны источника.

При проведении второго численного эксперимента на соответствие формулы SVT современным методам расчета приземных концентраций использовались специально разработанным для модели STV функции $k_y = k_z = \varphi(x)$.

Предварительно, по формулам STV и GDM, были получены для различных состояний термодинамической устойчивости величины максимальных концентраций q_{max} и расстояния x_{max} . Результаты показаны на рисунках 2a и 2b.

Обнаружено, что модели GDM занижают величины максимальных концентраций q_{\max} при неустойчивых условиях и завышают x_{\max} при устойчивых (светлые маркеры на рис. 2а, б).

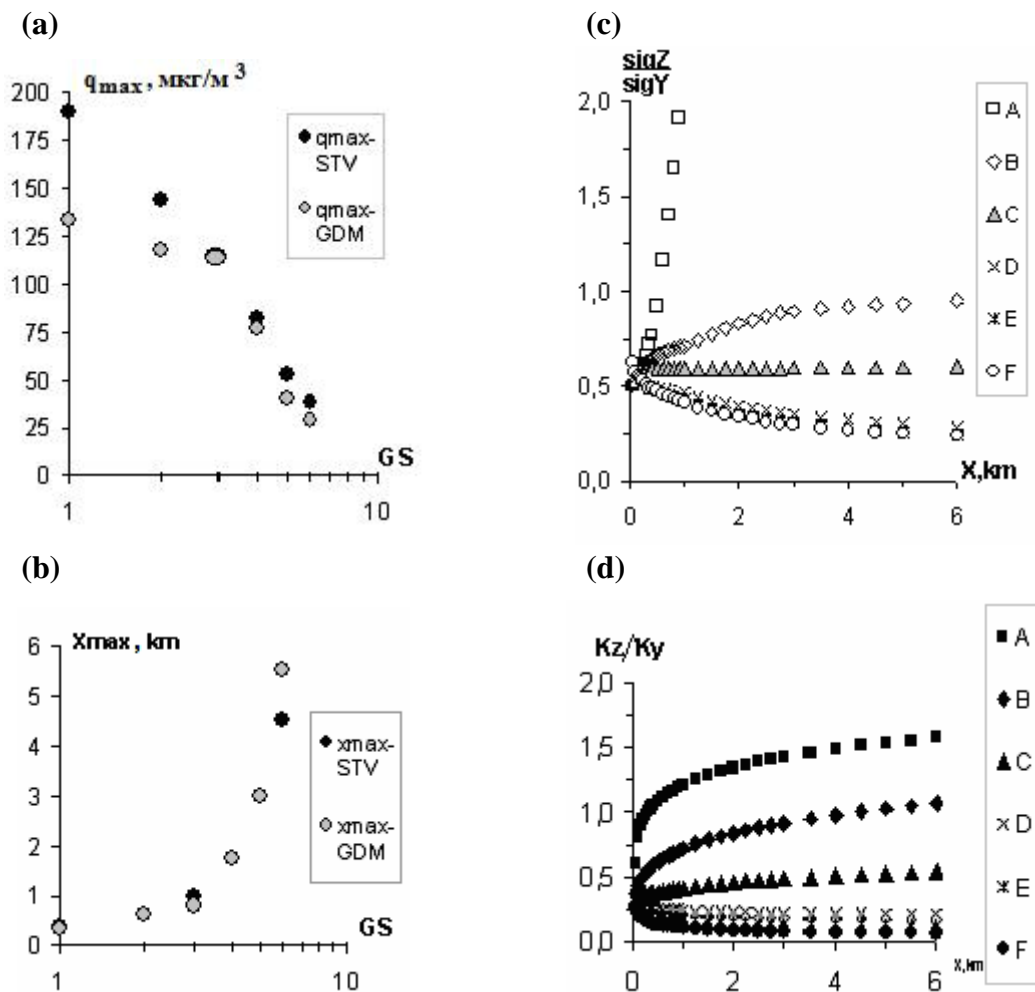


Рис. 2 – Расчеты по формулам SVT и GDM для точечного источника: значение q_{\max} (а) и x_{\max} (б), для различных классов устойчивости; отношение вертикального и горизонтального масштаба диффузии σ_z/σ_y (с) (GDM) и вертикального и горизонтального коэффициента диффузии k_z/k_y (д) (SVT) от расстояния для различных классов устойчивости.

Причины несовпадения результатов расчета основных параметров q_{\max} , x_{\max} , возможно, связаны с различной зависимостью отношений вертикальных и горизонтальных масштабов рассеяния (рисунок 2с и 2д) от расстояний в моделях GDM и SVT.

Расчет отношения σ_z/σ_y для GDM проведен по формулам Паскуилла-Гиффорда, а $(k_z/k_y) = P$ по аппроксимациям, используемым в SVT.

Видны существенные различия изменения отношений σ_z/σ_y и k_z/k_y с расстоянием при различных классах устойчивости атмосферы. Особенно они заметны для сильной неустойчивой (класс А) и устойчивой (класс Е, F) стратификации.

При решении уравнения турбулентной диффузии и при последующем использовании прикладных формул возникает вопрос о соответствии коэффициентов турбулентной диффузии и коэффициентов турбулентной вязкости для различных временных масштабов явления. Подобие этих коэффициентов не подвергается сомнению на достаточно больших расстояниях от источника, по крайней мере, больших $x > 10h_y$, т.е. с расстояний близких к точкам x_{\max} и q_{\max} [2]. Поэтому при выборе аппроксимаций k_y и k_z учитывался и масштаб явления, поскольку величины коэффициентов турбулентной вязкости зависят от размеров вихрей, участвующих в процессе рассеяния.

Для оценки коэффициентов турбулентности k_y и k_z нами введена функция, зависящая от скорости ветра, параметра устойчивости, безразмерного сдвига ветра, шероховатости поверхности и расстояния, пройденного частицей от источника до точки рецептора. Функция $k_z = \varphi(x, U, \zeta, \varphi_u, z_0)$ имеет вид

$$k_z = U_z \cdot A \cdot \left(\frac{x}{x_1}\right)^b = U_z \frac{\kappa^2 \cdot h_{SBL}}{\ln(z_r / z_0) \cdot \varphi_u} \cdot \left(\frac{x}{x_1}\right)^b ; \quad k_y = k_z \cdot P^{-1}, \quad (15)$$

- где U_z – средняя скорость ветра;
 κ – постоянная Кармана;
 h_{SBL} – высота приземного слоя атмосферы как функция параметра устойчивости (z/L);
 x – расстояние от источника в направлении переноса;
 x_1 – стандартное расстояние равное 1км;
 z_r, z_0 – высота измерения скорости ветра и шероховатость поверхности;
 A – размерный числовой коэффициент;
 b – показатель степени функции $k_z \sim \varphi(x)$.
 $P=(k_z / k_y)$ – показатель анизотропии, т.е. отношение вертикального и горизонтального масштаба диффузии (рис.2D)

В табл. 1 приведены некоторые параметра уравнения (15), которые применялись для расчета приземных концентраций.

Таблица 1 – Параметры к формуле (15)

ПАРАМЕТРЫ	Классы устойчивости					
	1	2	3	4	5	6
Коэффициент A	7,8	4,1	2	0,63	0,25	0,11
Коэффициент b	0,75	0,73	0,72	0,66	0,55	0,4

Используя уравнение (12) с учетом (15) были вновь проведены сопоставления $q(x, z = 2\text{м})$ концентраций по SVT и SCREEN-ISC (рис. 3).

Из рис. 3 следует, что изменение $q(x)$, как функции расстояния от источника, по SVT (сплошные темные линии) существенно отличаются от аналогичных распределений по GDM (пунктирные линии). Максимумы концентраций q_{\max} и расстояний x_{\max} , различны для всех классов устойчивости.

Модель GDM существенно занижает уровень приземных концентраций q_{\max} для неустойчивых условий (класс А) 133 мкг/м.куб для GDM и 188 мкг/м.куб соответственно для SVT и завышает расстояния $x_{\max} = 5,5$ км для GDM и 4,5 км для STV при сильной устойчивости (класс F).

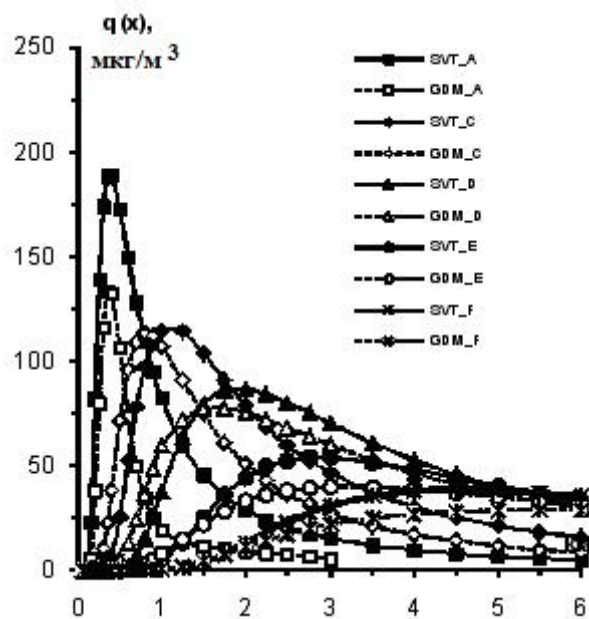


Рис. 3 – Распределения $q(x)$ для различных классов устойчивости, рассчитанные по моделям GDM и SVT.

Однако, обнаруженные различия не свидетельствуют ни в пользу одной, ни в пользу другой модели. Соответствие между ними, естественно, должно быть проверено как экспериментально, так и теоретически, особенно это касается выбора аппроксимаций для коэффициентов турбулентного обмена.

4 Выводы

1. Формула SVT допускает замену масштабов диффузии $\sigma_y(x)$, $\sigma_z(x)$ на коэффициенты турбулентной вязкости k_y , k_z так как их величины хорошо известны для приземного и пограничного слоя атмосферы.
2. Формула SVT позволяет получить решение без ограничений на скорость ветра и расстояние, а также учесть взаимодействие компонент диффузии во всех направлениях системы координат.

Список литературы

1. Берлянд М.Е., Современные проблемы атмосферной диффузии и загрязнения атмосферы. – Л.: Гидрометеиздат, 1975, 439 с.
2. Бызова Н.Л., Гаргер Е.К., Иванов В.Н. Экспериментальные исследования атмосферной диффузии и расчеты рассеяния примеси. – Л.: Гидрометеиздат, 1991, с.270

3. Степаненко С.Н., Волошин В.Г., Тупцов С.В. Решение уравнения турбулентной диффузии для стационарного точечного источника//Украинский гидрометеорологический журнал, 2008, № 3, с. 13–25.
4. Степаненко С.Н., Волошин В.Г. Анализ функции плотности распределения концентрации в гауссовых моделях рассеяние примеси в атмосфере, 2008, № 3, с. 5 -15.
5. AERMIC, 1995, Formulation of the AERMIC MODEL (AERMOD) (Draft), Regulatory Docket AQM-95-01, AMS/EPA Regulatory Model Improvement Committee (AERMIC).
6. U.S. EPA, 1995b: User's Guide for the Industrial Source Complex (ISC3) Dispersion Models, volume II – description of model algorithms. U.S. EPA, Research Triangle Park, N.C.

New formula of estimation of level of the ground concentrations of pollutions from industrial sources

Abstract. *The new decision of equation of turbulent diffusion, which takes into account co-operation of coefficients of turbulent diffusion and speed of wind in the direction of axes of the system of co-ordinates, is got. The formulas of calculations allow to get the fields of concentrations at any states of thermodynamic of atmosphere and speeds of wind, including at a calm without approximations of scales of diffusion from distance.*

Keywords: *equalization of turbulent diffusion, pollutions dispersions in an atmosphere, point source, coefficient of turbulence, level of the ground concentration, contaminations of atmosphere.*

С.Н. Степаненко, д.ф.-м.н., В.Г. Волошин, к.г.н., С.В. Типцов, н.с.
Одесский государственный экологический университет

НОВАЯ ФОРМУЛА ОЦЕНКИ УРОВНЯ ЗАГРЯЗНЕНИЯ АТМОСФЕРЫ ПРОМЫШЛЕННЫМИ ВЫБРОСАМИ

Аннотация. Получено новое решение уравнения турбулентной диффузии, которое учитывает взаимодействие коэффициента турбулентной диффузии и скорости ветра в направлении осей декартовой системы координат. Расчетные формулы позволяют получать поля концентраций при любых термодинамических состояниях атмосферы и скоростях ветра, в том числе и при штиле без аппроксимаций масштабов диффузии от расстояния.

Ключевые слова: уравнение турбулентной диффузии, рассеяние примеси в атмосфере, точечный источник, коэффициент турбулентности, уровень приземной концентрации, загрязнение атмосферы.

1 Введение

Для оценки уровня загрязнения атмосферы промышленными выбросами, используются, в основном, модели эйлерова (Eulerian) или гауссова (Gaussian) типа. Эйлеровы модели построены на решении полуэмпирического уравнения турбулентной диффузии (УТД) [1,2,3,4], которое представляется в виде:

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -\bar{V} \cdot \nabla q + \frac{\partial}{\partial x} \left(k_x \frac{\partial q}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k_y \frac{\partial q}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k_z \frac{\partial q}{\partial z} \right), \quad (1)$$

где $\bar{V} \cdot \nabla q$ – адвективная компонента уравнения;
 k_x, k_y, k_z – компоненты коэффициента турбулентной диффузии;
 q – средняя концентрация примеси.

Для решения конкретных задач уравнение может быть упрощено. Так для установившегося процесса рассеяния для непрерывного точечного источника уравнение (1) преобразуется и принимает вид:

$$u \frac{\partial q}{\partial x} + w \frac{\partial q}{\partial z} = k_x \frac{\partial^2 q}{\partial x^2} + k_y \frac{\partial^2 q}{\partial y^2} + k_z \frac{\partial^2 q}{\partial z^2}. \quad (2)$$

где u – средняя скорость ветра в направлении переноса клуба примеси.

Решение уравнения (2), с учетом некоторых граничных и начальных условий, представляется следующей формулой [2]:

$$q(x, y, z) = Q \exp \left[- \left(\frac{(y - y_0)^2}{4k_y t} + \frac{(z - h_s)^2}{4k_z t} \right) \right] / 4\pi \sqrt{k_y k_z} x, \quad (3)$$

где Q – производительность источника;
 h_s – высота источника выброса примеси;
 t – время диффузии, равное $t = x/u$.

Модели такого типа, иногда, называют, “К-модели”.

В моделях второго типа предполагается, что в турбулентном потоке координаты загрязняющих атмосферу “частиц”, подчиняются нормальному закону распределения, т.е. концентрация примеси внутри клуба, распределена симметрично относительно его мгновенного центра, а рассеяние примеси вдоль осей y и z предполагается, взаимно независим.

Тогда концентрация в факеле, который состоит из суперпозиции клубов, и перемещается вместе с потоком, будет определяться произведением функций плотности вероятностей, а именно:

$$q(x, y, z) = Q \exp \left[- \left(\frac{(y - y_0)^2}{2\sigma_y^2} + \frac{(z - h_s)^2}{2\sigma_z^2} \right) \right] \cdot (2\pi u \sigma_y \sigma_z)^{-1}, \quad (4)$$

где σ_y, σ_z – дисперсии гауссовых распределений концентраций, которые, как правило, являются экспериментальные функциями времени диффузии и характера термодинамической устойчивости атмосферы.

Такие модели названы “статистическими моделями гауссова типа” (models Gaussian type).

Сравнивая формулу (1) и (4) можно убедиться, что они совпадают если

$$\sigma_i^2(t) = \int_{t_k}^t K_i(t) dt \quad (5)$$

где $i = 1, 2, 3$ компоненты соответствующих метеорологических параметров на оси координат.

При больших значениях t дисперсия гауссовых распределений концентрации и коэффициент турбулентной диффузии взаимосвязаны между собой следующим образом

$$\sigma_i^2 = 2K_i \cdot t \quad \text{or} \quad K_i = \frac{u_i \sigma_i^2}{2x_i}. \quad (6)$$

Модели гауссова типа, доминируют в большинстве нормативных документов многих стран мира, регламентируя порядок и правила расчета приземных концентраций до расстояний ~ 50 км [5].

При решении уравнения турбулентной диффузии часто допускают не обоснованные физические упрощения, которые искажают особенности атмосферных диффузионных процессов. Например, расчетные формулы, с помощью которых производится оценка уровня приземных концентрации (ground level concentrations, GLC), не позволяют определить GLS при слабых ветрах и штиле, что резко снижает ценность этих моделей. Такой же недостаток присущ и моделям гауссова типа.

Объект исследования – уравнение турбулентной диффузии и новые расчетные формулы для определения концентраций загрязнения (the pollutions) воздуха в районах действия промышленных источников.

Цель работы – анализ расчетных формул, полученных авторами в работах [3,4] на их соответствие современным методам расчета концентраций загрязнения воздуха.

2 Метод исследования

Кратко остановимся на особенностях решение уравнения турбулентной диффузии с постоянными величинами составляющих скорости ветра u , v , w и коэффициента турбулентной диффузии k_x , k_y и k_z , следуя работе [4].

Решение уравнение (1) включает три граничных условия

$$k_z \frac{\partial q}{\partial z} + w_g \cdot q = v_s \cdot q, \quad \text{at } z = z_0, \quad (7)$$

$$\lim_{x, y \rightarrow \pm\infty} q(t, x, y, z) = 0, \quad (8)$$

$$\lim_{z \rightarrow \infty} q(t, x, y, z) = 0. \quad (9)$$

Положение нижней границы z совпадает с высотой слоя шероховатости z_0 . По достижению нижней границы тяжелая или невесомая примесь взаимодействует с ней, отражается, либо поглощается поверхностью (v_s – скорость поглощения).

Положение верхней границы соответствует высоте слоя перемешивания z_i . Однако, взаимодействие примеси с верхней границей мало влияет на уровень приземных концентраций, так как, лишь малая часть тяжелой примеси достигает верхней границы, а легкая примесь успевает рассеиваться в пограничном слое атмосферы. Вклад отраженной от верхней границы примеси, может быть компенсирован введением виртуального источника расположенного у верхней границы.

Для точечного источника, производительность которого задана функцией $Q(t)$ при условии, что существует предел этой функции $Q(t)$, решение уравнение (1) соответствует стационарному режиму. Тогда стационарная функцию $q(x, y, z)$ будет иметь вид:

$$q(x, y, z) = \lim_{t \rightarrow \infty} q_1(t, x, y, z) = \frac{Q e^{\frac{ux}{2k_x} + \frac{vy}{2k_y} + \frac{w(z-h_s)}{2k_z}}}{4\pi \sqrt{k_x k_y k_z}} \times$$

$$\times \left[\frac{e^{-\frac{1}{2} \sqrt{\frac{x^2}{k_x} + \frac{y^2}{k_y} + \frac{(z-h_s)^2}{k_z}} \cdot \sqrt{\frac{u^2}{k_x} + \frac{v^2}{k_y} + \frac{w^2}{k_z}}}}{\sqrt{\frac{x^2}{k_x} + \frac{y^2}{k_y} + \frac{(z-h_s)^2}{k_z}}} + \right]$$

$$\begin{aligned}
 & -\frac{1}{2} \sqrt{\frac{x^2}{k_x} + \frac{y^2}{k_y} + \frac{(z+h_s-2z_0)^2}{k_z}} \cdot \sqrt{\frac{u^2}{k_x} + \frac{v^2}{k_y} + \frac{w^2}{k_z}} \\
 & + \frac{e}{\sqrt{\frac{x^2}{k_x} + \frac{y^2}{k_y} + \frac{(z+h_s-2z_0)^2}{k_z}}} + \\
 & \left. + \frac{w_g + 2v_s}{k_z} \cdot \int_0^\infty e^{\frac{w_g + 2v_s}{2k_z} \xi - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{x^2}{k_x} + \frac{y^2}{k_y} + \frac{(z+h_s-2z_0-\xi)^2}{k_z}} \cdot \sqrt{\frac{u^2}{k_x} + \frac{v^2}{k_y} + \frac{w^2}{k_z}}} \frac{d\xi}{\sqrt{\frac{x^2}{k_x} + \frac{y^2}{k_y} + \frac{(z+h_s-2z_0-\xi)^2}{k_z}}} \right), \quad (10)
 \end{aligned}$$

где функция $q_1(t, x, y, z)$ представлена уравнением

$$\begin{aligned}
 q_1(t, x, y, z) = & \int_0^t e^{\frac{(x-u(t-\tau))^2}{4k_x(t-\tau)} - \frac{(y-v(t-\tau))^2}{4k_y(t-\tau)}} \left(e^{-\frac{(z-h-w(t-\tau))^2}{4k_z(t-\tau)}} + \right. \\
 & \left. + e^{\frac{w(h-z_0)}{k_z} - \frac{(z+h-2z_0-w(t-\tau))^2}{4k_z(t-\tau)}} \right) Q(\tau) d\tau + \frac{w_g + 2v_s}{k_z} \times \\
 & \times \int_0^t e^{\frac{(x-u(t-\tau))^2}{4k_x(t-\tau)} - \frac{(y-v(t-\tau))^2}{4k_y(t-\tau)}} \int_0^\infty e^{\frac{w(h-z_0)}{k_z} - \frac{(z+h-2z_0-w(t-\tau)+\xi)^2}{4k_z(t-\tau)} + \frac{v_s \cdot \xi}{k_z}} d\xi Q(\tau) d\tau, \quad (11)
 \end{aligned}$$

Полученное решение является фундаментальным, так как найден обратный оператор исходного уравнения и, следовательно, иные формы уравнения являются частными случаями.

Третий член формулы (10) учитывает изменение уровня приземной концентрации для тяжелой примеси и поглощение любой примеси поверхностью. Для случая, когда коэффициент поглощения стремится к нулю $v_s \rightarrow 0$, асимптотическая оценка интегрального члена позволяет переписать уравнение в виде:

$$q_2(x, y, z) = \frac{Qe^{\frac{ux}{2k_x} + \frac{vy}{2k_y} + \frac{w(z-h_s)}{2k_z}}}{4\pi\sqrt{k_x k_y k_z}} \times$$

$$\left[\frac{e^{-\frac{1}{2}\sqrt{\frac{x^2}{k_x} + \frac{y^2}{k_y} + \frac{(z-h_s)^2}{k_z}} \cdot \sqrt{\frac{u^2}{k_x} + \frac{v^2}{k_y} + \frac{w^2}{k_z}}} - \frac{1}{2}\sqrt{\frac{x^2}{k_x} + \frac{y^2}{k_y} + \frac{(z+h_s-2z_0)^2}{k_z}} \cdot \sqrt{\frac{u^2}{k_x} + \frac{v^2}{k_y} + \frac{w^2}{k_z}}}{\sqrt{\frac{x^2}{k_x} + \frac{y^2}{k_y} + \frac{(z-h_s)^2}{k_z}}} + \frac{e^{-\frac{1}{2}\sqrt{\frac{x^2}{k_x} + \frac{y^2}{k_y} + \frac{(z+h_s-2z_0)^2}{k_z}} \cdot \sqrt{\frac{u^2}{k_x} + \frac{v^2}{k_y} + \frac{w^2}{k_z}}}}{\sqrt{\frac{x^2}{k_x} + \frac{y^2}{k_y} + \frac{(z+h_s-2z_0)^2}{k_z}}} - \right.$$

$$\left. \frac{2(w_g + 2v_s)e^{-\frac{1}{2}\sqrt{\frac{x^2}{k_x} + \frac{y^2}{k_y} + \frac{(z+h_s-2z_0)^2}{k_z}} \cdot \sqrt{\frac{u^2}{k_x} + \frac{v^2}{k_y} + \frac{w^2}{k_z}}}}{(z+h_s-2z_0)\sqrt{\frac{u^2}{k_x} + \frac{v^2}{k_y} + \frac{w^2}{k_z}} - 2v_s\sqrt{\frac{x^2}{k_x} + \frac{y^2}{k_y} + \frac{(z+h_s-2z_0)^2}{k_z}}} \right], \quad (12)$$

Такая форма уравнения эйлеровой модели, получена впервые. Уравнение (12) названо “уравнением СВТ (equation SVT)” по первым буквам фамилии авторов.

Уравнение “SVT” может быть приведено к форме уравнения гауссова типа при условии, что $v = w = 0$ и первые два слагаемых уравнения (12) имеют одинаковый порядок, а для случая отражающей поверхности $v_s = 0$ и невесомой примеси $w_g = 0$ третье слагаемое исключается. Принимая, далее равенство горизонтальных составляющих коэффициента диффузии $k_x = k_y = K_y$ и выполнив разложение в ряд Тейлора биномиальной функции основного члена формулы (первое слагаемое правой части) для расстояний $x \gg |y| + |z - h_s|$ получаем

$$q(x, y, z) \cong \frac{Q}{4\pi x \sqrt{k_z K_y}} e^{\frac{ux}{2K_y} \left(\frac{y^2}{2x^2} - \frac{(z-h)^2 K_y}{2x^2 k_z} \right)}$$

$$\cong \frac{Q}{4\pi x \sqrt{k_z K_y}} \frac{e^{-\frac{1}{2}\sqrt{1 + \frac{y^2}{x^2} + \frac{(z-h)^2 K_y}{x^2 k_z}}}}{\sqrt{1 + \frac{y^2}{x^2} + \frac{(z-h)^2 K_y}{x^2 k_z}}} \cong$$

$$\cong Q \exp \left[\frac{u}{2K_y} \left(-\frac{y^2}{2x} - \frac{(z-h)^2 K_y}{2x k_z} \right) \right] \cdot (4\pi x \sqrt{k_z K_y})^{-1} \quad (13)$$

Определив масштабные коэффициенты диффузии σ_z, σ_y по соотношению $K_{y,z} = 0,5u\sigma_{y,z}^2 x^{-1}$ и, подставив его в (13), получим уравнение аналогичное (4)

$$q(x, y, z) \cong Q \exp \left[- \left(\frac{y^2}{2\sigma_y^2} + \frac{(z-h)^2}{2\sigma_z^2} \right) \right] \cdot (2\pi u \sigma_y \sigma_z)^{-1}.$$

Таким же образом можно преобразовать и второе слагаемое уравнения (12) и получить уравнение, которое будет идентично основному уравнению современной гауссовой модели AERMOD.

$$C_d(x, y, z) = \frac{Q}{2\pi u \sigma_y} \exp \left(\frac{-y^2}{2\sigma_y^2} \right) \times \times \sum_{m=0}^m \frac{1}{\sigma_z} \left[\exp \left(- \frac{(z-h_d - 2mz_i)^2}{2\sigma_z^2} \right) + \exp \left(- \frac{(z+h_d + 2mz_i)^2}{2\sigma_z^2} \right) \right]. \quad (14)$$

Здесь функция $C_d(x, y, z)$ представляет расчетную формулу модели AERMOD для, так называемого, прямого (direct) точечного источника.

3 Результаты исследования и их анализ

С целью проверки формулы (12) на ее соответствие современным методам расчета, нами проведены сопоставления величин концентраций загрязнений воздуха рассчитанных по моделям ISC(SCREEN), AERMOD [5, 6] и уравнению SVT.

Проведено два численных эксперимента, в первом коэффициенты турбулентной диффузии k_y и k_z , оценивались по соотношению $k_{y,z} = 0,5u\sigma_{y,z}^2 x^{-1}$, а дисперсионные параметры σ_y и σ_z по аппроксимациям Паскуилла-Гиффорда (Pasquill-Gifford), которые имеют вид:

$$\sigma_y = a_1 \cdot x \cdot \text{tg}(b_1(c - d \cdot \ln x))$$

$$\sigma_z = a \cdot x^b$$

где x – расстояние в километрах, a_1, a, b_1, b, c, d – числовые коэффициенты согласно работы [6].

Эффективная высота источника определялась по формулам из SCREEN-ISC [6]. Для расчетов выбран промышленный источник, обладающий такими характеристиками: геометрическая высота 35м, диаметр устья трубы 1,4м, скорость выхода газов 7м/с, температура газов 125⁰С, температура окружающего воздуха 25⁰С.

На рисунке 1а показаны результаты расчетов для различных классов устойчивости: неустойчивой, безразличной и устойчивой стратификации (класс А, D и F соответственно). Получено практически полное совпадение расчетных значений, что

свидетельствует о том, что модели гауссова типа (GDM) являются частным случаем модели SVT.

Таким образом, формула SVT может с успехом использоваться и в статистических моделях атмосферной диффузии гауссова типа, не изменяя при этом достигнутой точности расчета. Формула SVT может помочь преодолеть извечный недостаток моделей типа GDM, т.е. определить концентрацию загрязнения воздуха как для слабых скоростях ветра, так и при полном его отсутствии – штиле.

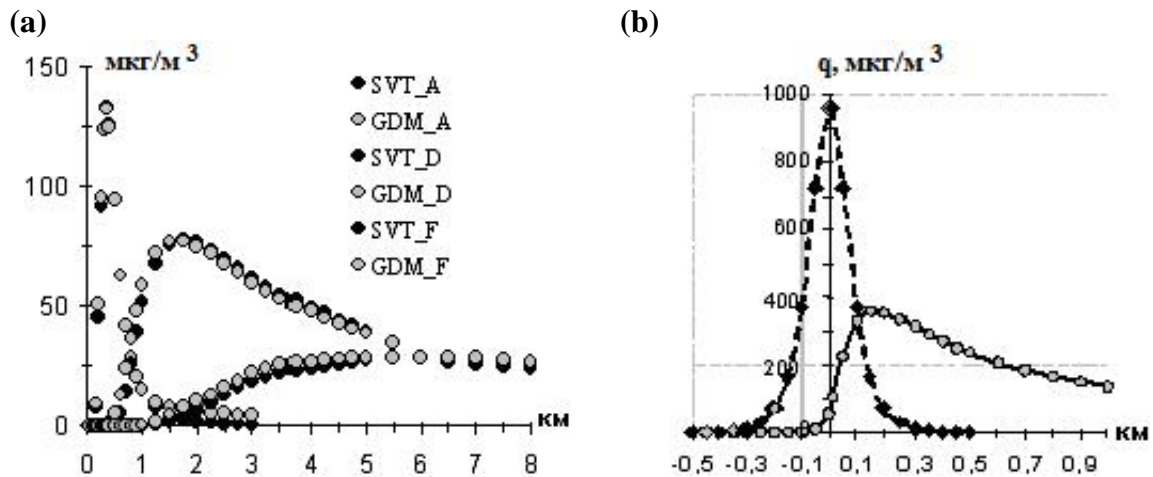


Рис. 1 – Расчеты по формуле SVT для точечного источника: (а) распределение $q(x, z = 2\text{м})$ по моделям SVT и GDM для различных классов устойчивости; (б) $q(x, z = 2\text{м})$ при штиле (пунктирная линия) и $q(x, z = 2\text{м})$ при очень слабом ветре и интенсивной турбулентности (сплошная линия).

Так, например, на рисунке 1b показаны возможности формулы SVT для расчета загрязнения воздуха $q(x, z = 2\text{м})$ при полном отсутствии ветра (штиль, $U = 0 \text{ м/с}$) и слабых нисходящих вертикальных движениях $w < 0$. Если коэффициенты $k_x = k_y = k_z$ равны, распределение концентрации загрязнения воздуха симметрично относительно положения источника и соответствует функции плотности вероятностей нормального закона. Эксцесс функции зависит от отношения коэффициента диффузии к вертикальной скорости k_z / w , а асимметрия от k_z / u .

На том же рисунке 1b показано распределение концентрации при слабом ветре ($U < 0,5 \text{ м/с}$), но при больших значениях коэффициента турбулентности, например, при сильной конвекции ($k_x = k_y = k_z = 10 \text{ м}^2/\text{с}$). Область максимума перемещается по направлению потока, но из-за интенсивной турбулентности слабое загрязнение воздуха остается и с наветренной стороны источника.

При проведении второго численного эксперимента на соответствие формулы SVT современным методам расчета приземных концентраций использовались специально разработанным для модели STV функции $k_y = k_z = \varphi(x)$.

Предварительно, по формулам STV и GDM, были получены для различных состояний термодинамической устойчивости величины максимальных концентраций q_{max} и расстояния x_{max} . Результаты показаны на рисунках 2a и 2b.

Обнаружено, что модели GDM занижают величины максимальных концентраций q_{\max} при неустойчивых условиях и завышают x_{\max} при устойчивых (светлые маркеры на рис. 2а, б).

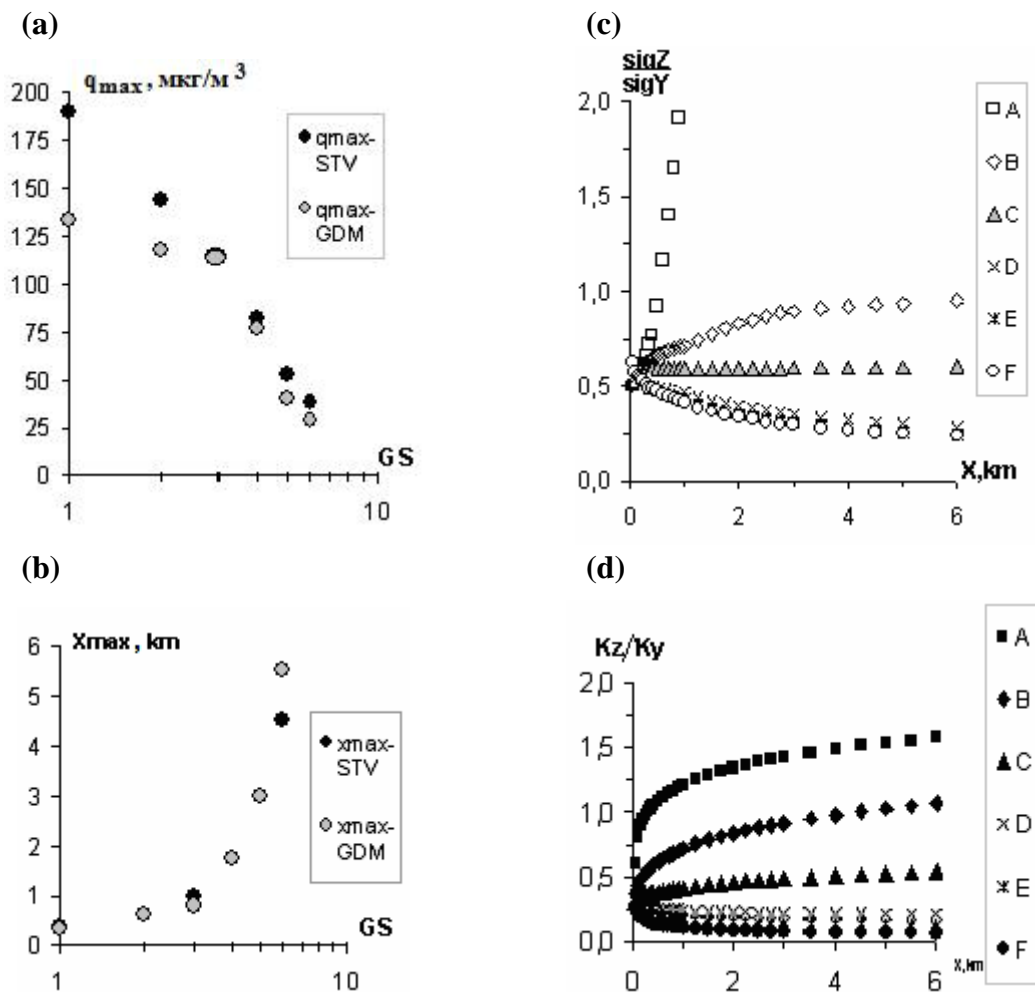


Рис. 2 – Расчеты по формулам SVT и GDM для точечного источника: значение q_{\max} (а) и x_{\max} (б), для различных классов устойчивости; отношение вертикального и горизонтального масштаба диффузии σ_z/σ_y (с) (GDM) и вертикального и горизонтального коэффициента диффузии k_z/k_y (д) (SVT) от расстояния для различных классов устойчивости.

Причины несовпадения результатов расчета основных параметров q_{\max} , x_{\max} , возможно, связаны с различной зависимостью отношений вертикальных и горизонтальных масштабов рассеяния (рисунок 2с и 2д) от расстояний в моделях GDM и SVT.

Расчет отношения σ_z/σ_y для GDM проведен по формулам Паскуилла-Гиффорда, а $(k_z/k_y) = P$ по аппроксимациям, используемым в SVT.

Видны существенные различия изменения отношений σ_z/σ_y и k_z/k_y с расстоянием при различных классах устойчивости атмосферы. Особенно они заметны для сильной неустойчивой (класс А) и устойчивой (класс Е, F) стратификации.

При решении уравнения турбулентной диффузии и при последующем использовании прикладных формул возникает вопрос о соответствии коэффициентов турбулентной диффузии и коэффициентов турбулентной вязкости для различных временных масштабов явления. Подобие этих коэффициентов не подвергается сомнению на достаточно больших расстояниях от источника, по крайней мере, больших $x > 10h_y$, т.е. с расстояний близких к точкам x_{\max} и q_{\max} [2]. Поэтому при выборе аппроксимаций k_y и k_z учитывался и масштаб явления, поскольку величины коэффициентов турбулентной вязкости зависят от размеров вихрей, участвующих в процессе рассеяния.

Для оценки коэффициентов турбулентности k_y и k_z нами введена функция, зависящая от скорости ветра, параметра устойчивости, безразмерного сдвига ветра, шероховатости поверхности и расстояния, пройденного частицей от источника до точки рецептора. Функция $k_z = \varphi(x, U, \zeta, \varphi_u, z_0)$ имеет вид

$$k_z = U_z \cdot A \cdot \left(\frac{x}{x_1}\right)^b = U_z \frac{\kappa^2 \cdot h_{SBL}}{\ln(z_r / z_0) \cdot \varphi_u} \cdot \left(\frac{x}{x_1}\right)^b ; \quad k_y = k_z \cdot P^{-1}, \quad (15)$$

- где U_z – средняя скорость ветра;
 κ – постоянная Кармана;
 h_{SBL} – высота приземного слоя атмосферы как функция параметра устойчивости (z/L);
 x – расстояние от источника в направлении переноса;
 x_1 – стандартное расстояние равное 1км;
 z_r, z_0 – высота измерения скорости ветра и шероховатость поверхности;
 A – размерный числовой коэффициент;
 b – показатель степени функции $k_z \sim \varphi(x)$.
 $P=(k_z / k_y)$ – показатель анизотропии, т.е. отношение вертикального и горизонтального масштаба диффузии (рис.2D)

В табл. 1 приведены некоторые параметра уравнения (15), которые применялись для расчета приземных концентраций.

Таблица 1 – Параметры к формуле (15)

ПАРАМЕТРЫ	Классы устойчивости					
	1	2	3	4	5	6
Коэффициент A	7,8	4,1	2	0,63	0,25	0,11
Коэффициент b	0,75	0,73	0,72	0,66	0,55	0,4

Используя уравнение (12) с учетом (15) были вновь проведены сопоставления $q(x, z = 2\text{м})$ концентраций по SVT и SCREEN-ISC (рис. 3).

Из рис. 3 следует, что изменение $q(x)$, как функции расстояния от источника, по SVT (сплошные темные линии) существенно отличаются от аналогичных распределений по GDM (пунктирные линии). Максимумы концентраций q_{\max} и расстояний x_{\max} , различны для всех классов устойчивости.

Модель GDM существенно занижает уровень приземных концентраций q_{\max} для неустойчивых условий (класс А) 133 мкг/м.куб для GDM и 188 мкг/м.куб соответственно для SVT и завышает расстояния $x_{\max} = 5,5$ км для GDM и 4,5 км для STV при сильной устойчивости (класс F).

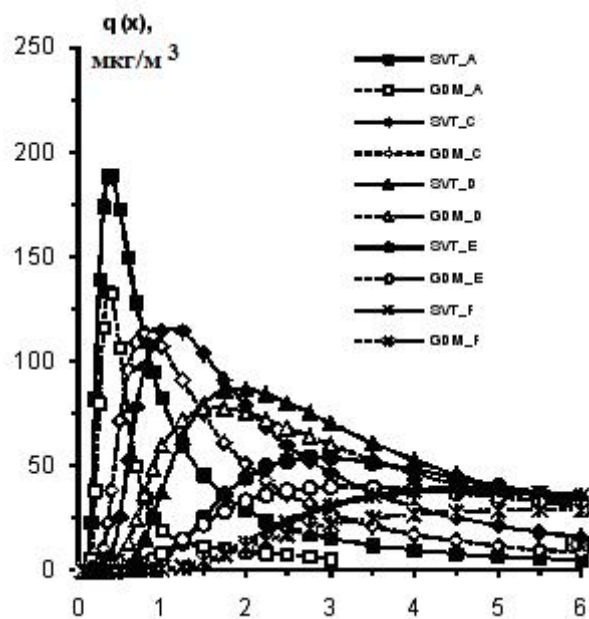


Рис. 3 – Распределения $q(x)$ для различных классов устойчивости, рассчитанные по моделям GDM и SVT.

Однако, обнаруженные различия не свидетельствуют ни в пользу одной, ни в пользу другой модели. Соответствие между ними, естественно, должно быть проверено как экспериментально, так и теоретически, особенно это касается выбора аппроксимаций для коэффициентов турбулентного обмена.

4 Выводы

1. Формула SVT допускает замену масштабов диффузии $\sigma_y(x)$, $\sigma_z(x)$ на коэффициенты турбулентной вязкости k_y , k_z так как их величины хорошо известны для приземного и пограничного слоя атмосферы.
2. Формула SVT позволяет получить решение без ограничений на скорость ветра и расстояние, а также учесть взаимодействие компонент диффузии во всех направлениях системы координат.

Список литературы

1. Берлянд М.Е., Современные проблемы атмосферной диффузии и загрязнения атмосферы. – Л.: Гидрометеиздат, 1975, 439 с.
2. Бызова Н.Л., Гаргер Е.К., Иванов В.Н. Экспериментальные исследования атмосферной диффузии и расчеты рассеяния примеси. – Л.: Гидрометеиздат, 1991, с.270

3. Степаненко С.Н., Волошин В.Г., Тупцов С.В. Решение уравнения турбулентной диффузии для стационарного точечного источника//Украинский гидрометеорологический журнал, 2008, № 3, с. 13–25.
4. Степаненко С.Н., Волошин В.Г. Анализ функции плотности распределения концентрации в гауссовых моделях рассеяние примеси в атмосфере, 2008, № 3, с. 5 -15.
5. AERMIC, 1995, Formulation of the AERMIC MODEL (AERMOD) (Draft), Regulatory Docket AQM-95-01, AMS/EPA Regulatory Model Improvement Committee (AERMIC).
6. U.S. EPA, 1995b: User's Guide for the Industrial Source Complex (ISC3) Dispersion Models, volume II – description of model algorithms. U.S. EPA, Research Triangle Park, N.C.

New formula of estimation of level of the ground concentrations of pollutions from industrial sources

Abstract. *The new decision of equation of turbulent diffusion, which takes into account co-operation of coefficients of turbulent diffusion and speed of wind in the direction of axes of the system of co-ordinates, is got. The formulas of calculations allow to get the fields of concentrations at any states of thermodynamic of atmosphere and speeds of wind, including at a calm without approximations of scales of diffusion from distance.*

Keywords: *equalization of turbulent diffusion, pollutions dispersions in an atmosphere, point source, coefficient of turbulence, level of the ground concentration, contaminations of atmosphere.*